“10000 个科学难题”物理学编委会名单

“十一五”国家重点图书出版规划项目

10000 个科学难题

10000 Selected Problems in Sciences

物理学卷
Physics

“10000 个科学难题”物理学编委会

科 学 出 版 社

北 京

内 容 简 介

本书是《10000个科学难题》系列丛书中与物理学相关的部分。本卷中的问题是由我国工作在研究第一线的优秀的物理学专家执笔撰写的。征集的问题既包括物理学各分支学科目前尚未解决的基础理论问题，也包括在学术上尚未获得广泛共识、存在一定争议的问题，一些征集到的难题在相当程度上代表了我国相关学科的一些主要领域的前沿水平。为了提高本书的可读性，编委会确定了本书的编写原则：高中生感兴趣，大学生能通读，研究生愿选题。本书分为导入篇和专题篇：导入篇注重普及性和趣味性，图文并茂，以通俗易懂的方式深入浅出地阐释了一些受到广泛关注的重要科学问题。专题篇征集的难题覆盖了物理学的主要二级学科，简要概述了难题的背景、难点，并提供进一步研究的可能思路。

本书可供物理学专业的本科生、研究生和相关专业的研究人员参考，也可供对物理学感兴趣的中学生和物理爱好者阅读。

图书在版编目(CIP)数据

10000个科学难题·物理学卷/“10000个科学难题”物理学编委会.
—北京：科学出版社，2009

ISBN 978-7-03-024269-3

Ⅰ. 1…　Ⅱ. 1…　Ⅲ. ①自然科学-普及读物　②物理学-普及读物
Ⅳ. N49　04-49

中国版本图书馆CIP数据核字(2009) 第038325号

责任编辑：胡　凯／责任校对：钟　洋
责任印制：钱玉芬／封面设计：黄华斌

科学出版社 出版
北京东黄城根北街16号
邮政编码：100717
http://www.sciencep.com

中国科学院印刷厂 印刷

科学出版社发行　　各地新华书店经销

*

2009年5月第　一　版　　开本：B5(720×1000)
2009年5月第一次印刷　　印张：53 3/4
印数：1—3 000　　字数：1 055 000

定价：168.00元

(如有印装质量问题，我社负责调换〈科印〉)

“10000 个科学难题”征集活动领导小组名单

组　长　赵沁平　　刘燕华　李静海　　朱道本

副组长　倪维斗

成　员（以姓氏拼音为序）

冯记春　　韩　宇　　何鸣鸿　　马　扬　　王伟中　　谢焕忠

杨玉良　　叶玉江

“10000 个科学难题”征集活动领导小组办公室名单

主　任　陈盈晖

成　员（以姓氏拼音为序）

马晋并　　吴晓东　　鄢德平　　朱蔚彤　　朱小萍

“10000 个科学难题”征集活动专家指导委员会名单

主　任　倪维斗

副主任　李家洋　赵忠贤　孙鸿烈

委　员（以姓氏拼音为序）

白以龙　陈洪渊　陈佳洱　程国栋　崔尔杰　冯守华　冯宗炜

符淙斌　葛墨林　郝吉明　贺福初　贺贤土　黄荣辉　金鉴明

李　灿　李培根　林国强　林其谁　刘嘉麒　马宗晋　欧阳自远

强伯勤　田中群　汪品先　王　浩　王静康　王占国　王众托

吴常信　吴良镛　夏建白　项海帆　徐建中　杨　乐　张继平

张亚平　张　泽　郑南宁　郑树森　钟　掘　周炳琨　周秀骥

朱作言　左铁镛

《10000 个科学难题》序

爱因斯坦曾经说过“提出一个问题往往比解决一个问题更为重要”。在许多科学家眼里，科学难题正是科学进步的阶梯。1900 年 8 月德国著名数学家希尔伯特在巴黎召开的国际数学家大会上提出了 23 个数学难题。在过去的 100 多年里，希尔伯特的 23 个问题激发了众多数学家的热情，引导了数学研究的方向，对数学发展产生的影响难以估量。

其后，许多自然科学领域的科学家们陆续提出了各自学科的科学难题。2000 年初，美国克雷数学研究所选定了 7 个“千禧年大奖问题”，并设立基金，推动解决这几个对数学发展具有重大意义的难题。几年前，中国科学院编辑出版了《21 世纪 100 个交叉科学难题》，在宇宙起源、物质结构、生命起源和智力起源四大探索方向上提出和整理了 100 个科学难题，吸引了不少人的关注。

科学发展的动力来自两个方面，一是社会发展的需求，另一个就是人类探索未知世界的激情。随着一个又一个科学难题的解决，科学技术不断登上新的台阶，人类社会发展也源源不断获得新的动力。与此同时，新的科学难题也如沐雨春笋，不断从新的土壤破土而出。一个公认的科学难题本身就是科学研究的结果，同时也是开启新未知大门的密码。

《国家中长期科学和技术发展规划纲要》提出建设创新型国家的战略目标，加强基础研究，鼓励原始创新是必由之路。为了引导科学家们从源头上解决科学问题，激励青年才俊立志基础科学研究，教育部、科学技术部、中国科学院和国家自然科学基金委员会决定联合开展“10000 个科学难题”征集活动，系统归纳、整理和汇集目前尚未解决的科学难题。根据活动的总体安排，首先在数学、物理学和化学三个学科试行。

征集活动成立了领导小组、领导小组办公室，以及由国内著名专家组成的专家指导委员会和编辑委员会。领导小组办公室公开面向高等学校、科研院所、学术机构以及全社会征集科学难题；编辑委员会认真讨论、组织提出和撰写骨干问题，并对征集到的科学问题严格遴选；领导小组和专家指导委员会最后进行审核并出版《10000 个科学难题》系列丛书。这些难题汇集了科学家们的知识和智慧，凝聚了参与编写的科技工作者的心血，也体现了他们的学术风尚和科学责任。

开展“10000 个科学难题”征集活动首先是一次大规模的科学问题梳理工作，把尚未解决的科学难题分学科整理汇集起来，有利于加强对基础科学研究的引导。其次，这么多科学难题呈现在人们面前，有利于激发我国科技人员，特别是广大博

士、硕士研究生探索未知、摘取科学明珠的激情，而这正是我国目前基础科学研究所需要的。此外，深入浅出地宣传这些科学难题的由来和已有过的解决尝试，也是一种科学普及活动，有利于引导我国青少年从小树立献身科学、做出重大科学贡献的理想。

分学科大规模开展“10000 个科学难题”征集活动在我国还是第一次，难免存在疏漏和不足，希望广大科技工作者和社会各界继续支持这项工作，更希望我国专家学者，特别是青年科研人员持之以恒地解决这些科学难题，开启未知的大门，将这些科学明珠摘取到我国科学家手中。

赵沁平

2008 年 12 月

前　　言

为了贯彻教育部、科学技术部、中国科学院、国家自然科学基金委员会四部委在全国征集科学难题的决定，教育部科技司积极组织选题工作，首先启动了数理化的选题工作。这是推进我国科学进步的大事，功在当代，影响深远。物理是个庞大的领域，完成这项选题工作，需要许多物理界学者自觉参与。许多教授、研究员热情投入组稿、撰稿工作，也得到不少两院院士的支持。编委会也很快在编写思路方面取得了共识。

物理主要是研究物质基本组成和基本运动规律的科学，当然也涉及潜在的应用。物理研究的主要特点是抓住最核心的原则和概念，又是分层次的。每个层次有相应的运动规律，而“层次”又常以简单的一些常数表征，如光速 c，普朗克常数 h，玻尔兹曼常数 k，引力常数 G 等。这些本为求知和探索自然界运动的根源而发展起来的科学，深刻地抓住了自然界的本质。众所周知，物理学的发展引起了巨大的技术变革，从而深刻地改变了人们的生活。

本着对物理的理解，结合我国具体情况，大家对编写本书形成了共识。首先，按四部委文件精神，我们不是编物理百科全书或遥不可及的难题大全。我们所提出的问题应当是“高中生感兴趣，大学生能通读，研究生愿选题”，当然也应有利于有关老师及研究人员参考。虽然撰稿人士多为我国各自分支的专家，但为了阅读的效果，内容主要是定性的，同时，在编写中还应尽力注意趣味性。物理并不总是严肃面孔式的说教，它有血有肉，实实在在存在于我们周围，我们能够形象地抓住它的要点，理解它，并应用它。物理也已渗入许多其他分支，形成许多交叉学科，它们生动而实用。

考虑到这些因素，大家开始了紧张的工作。编委会包括了我国物理界许多优秀学者，他们多数正当壮年，在各自研究领域有优秀成果，都是本分支的专家，并在学术界享有声誉。他们为征集、撰写、修订物理选题付出很多心力。经过大家共同努力，收集到包括 450 多个问题的文稿。由于本书容量不宜过大，而且时间紧迫，我们选编其中大约一半先行出版。为了方便读者，本书分为两部分，前卷为篇幅较长的综述性选题，称为导入篇；后卷则涉及较为扼要的专门性选题，称为专题篇。我们编辑本书时特别注意两点：一不求全，本书选题仅涉及物理学冰山一角，难以对浩如烟海的物理发展作全面概括；二不求难，所提问题虽有一定难度，但决不为难而难。面对博大精深的物理学，谁也不敢说他提出的问题就是顶尖的难题，我们所能做的仅是根据当前的发展，提出能触及、克服困难后可以入手的，有科学意义

的问题。希望它能引起青年读者的兴趣，甚至将来能投身于这个壮丽的事业。事实上，本书的编撰过程，也无形中形成了对我国一些物理分支的梳理过程，在有限的程度上反映了我国部分学者对当前物理学发展的理解与贡献。

物理学本身是科学，科学问题常常有不同观点，这是正常的现象。在编撰过程中编委会既要防止错误的东西，也要小心地重视从常理角度不易理解的创造性思维，这不是件容易的事。另外，在编辑过程中，虽经尽力邀请，但因种种原因，我国一些重要的物理学家仍未能赐稿。这造成本书涉及的学科分支分布不够均衡，甚至一些重要课题没有在本书中体现。我们欢迎批评，以便在续集中加以改进，更欢迎有识之士撰写出比本书水平更高、内容更广的问题，这必将更好地促进我国物理研究与教育的发展。

我们愿意强调，物理是不断发展的，问题的难度也是随时代发展而变化的。而且，书中所提出的见解只是作者对一些课题的思考，希望对读者有所启发，起到抛砖引玉的作用，不应束缚读者的思路。此外，物理学的发展是许多辈学者共同积累的成果，撰写者只可能列出部分典型参考文献，以有利于读者阅读。

按我个人的理解，科学素质应是教育的重要组成部分，提高包括物理在内的科学素质，是任何一位科学家、教师责无旁贷的义务。物理学的成果引起了像电磁、核能、半导体、激光等彻底改变人们生活的伟大变革。国家创造了许多条件，力图促进我国科学的发展，物理作为有活力的基础科学是其重要的内容。我们作为物理学的研究者、教师，更应为吸引优秀青年加入物理研究及应用的行列而尽自己的努力，如果本书能起到微薄的促进作用，便是我们极大的欣慰。最后我们感谢热心撰写问题稿件的学者们，感谢教育部科技司、科学出版社的大力支持。

葛墨林代表编委会谨识

2008 年 12 月

目　录

《10000 个科学难题》序

前言

导入篇

宇宙学的黄金时代……李　淼 (3)

等效原理——物理学的基本原理……张元仲　罗　俊 (12)

牛顿反平方定律及其实验检验……罗　俊 (20)

γ射线暴能源……陆　埮　黄永锋 (30)

宇宙标准尺——重子声波振荡……张鹏杰 (41)

太赫兹波及其应用……曹俊诚 (48)

有粒子数反转与无粒子数反转激光……高锦岳 (52)

声学斗篷的隐身机理和物理实现……刘晓峻　程　营 (60)

声孔效应的物理模型……刘晓宙　程建春 (64)

金属玻璃中的科学……王永田　汪卫华 (69)

金属铁磁性的起源……田光善 (73)

量子蒙特卡罗模拟中的负符号问题……张世伟　赵汇海　向　涛 (81)

量子测量问题与量子力学诠释……孙昌璞 (86)

具有绝对保密性的量子密码通信……龙桂鲁 (95)

量子态及其隐形传送……张天才 (101)

相对论量子信息……蔡建明　周正威　郭光灿 (109)

量子质量标准……张钟华 (117)

光钟——用光波定义“秒”……马龙生 (129)

探寻核子结构……佘　俊　马伯强 (137)

原子核是否存在手性……孟　杰 (142)

原子核的滴线和核素新版图……叶沿林　曹中鑫 (150)

原子核的晕现象……孟　杰　周善贵 (155)

什么是湍流世纪难题?……佘振苏 (163)

反应扩散系统中螺旋波的失稳机制……欧阳颀 (175)

专题篇

化学稳定分子的有效减速与亚 mK 冷却问题 …… 印建平 (183)
原子体系中的多体 QED 题 …… 王治文 (185)
原子分子内部关联动力学实验观测 …… 马新文 (187)
用超冷原子气体仿真超导体 …… 熊宏伟　詹明生 (189)
广义相对论中的等效原理的实验检验 …… 张保成　詹明生 (192)
高温稠密物质结构 …… 袁建民 (194)
高温稠密物质辐射不透明度 …… 袁建民 (197)
非玻恩–奥本海默近似问题 …… 丁大军 (199)
超冷原子芯片 …… 王如泉 (202)
中子星高能辐射的观测研究 …… 李向东 (204)
宇宙中的中微子 …… 袁业飞 (207)
宇宙学起源的引力波研究 …… 朱宗宏 (210)
宇宙弦的演化 …… 李　淼 (212)
宇宙磁场 …… 韩金林 (214)
宇宙伽马射线暴的余辉 …… 黄永锋　陆　埮　戴子高 (218)
宇宙第一代恒星 …… 赵　刚 (221)
永恒暴涨是可能的吗？ …… 朴云松 (224)
引力波探测 …… 龚雪飞　罗子人　刘润球 (226)
一个宇宙学的全息理论 …… 李　淼 (228)
星系的形成和演化 …… 邹振隆 (230)
星系核心黑洞的形成和演化 …… 王建民 (234)
弦宇宙学的初始条件问题 …… 黄庆国　李　淼 (237)
弦论中宇宙弦产生的定量研究 …… 陈　斌　卢建新 (239)
弦论中标准粒子模型的实现 …… 李田军 (241)
物质自转与引力场的作用 …… 张元仲 (244)
为什么时空是四维的？ …… 卢建新　杨焕雄 (246)
微波背景辐射中的张量模的实验和理论 …… 龚云贵 (249)
微波背景辐射谱的非高斯性的理论和实验 …… 龚云贵 (251)
太阳系外行星系统：寻找遥远的世界 …… 刘晓为 (253)
失踪的超新星遗迹 …… 姜　冰　陈　阳 (259)

弱引力透镜宇宙学……张鹏杰 (263)
日冕物质抛射在日地空间的传播及其对地球的影响……方　成 (265)
日冕物质抛射……汪景琇 (267)
基本物理常数会不会变化……黄志洵 (272)
黑洞转动能量的提取……汪定雄 (274)
黑洞熵的本质问题……卢建新　陈　斌 (278)
黑洞的吸积与外流……卢炬甫 (281)
伽马射线暴的激波磁场与加速机制……张家铝 (283)
伽马暴宇宙学……戴子高　王发印 (286)
超高密度光子……李福利 (288)
磁能释放的有效机制——磁重联……陈鹏飞 (291)
超新星遗迹是宇宙线的起源吗？……萧　潇　陈　阳 (295)
超新星的爆发机制……彭秋和 (299)
超弦理论的景观图像……杨焕雄　卢建新 (306)
超弦理论的基本表叙和有限性……朱传界 (310)
超对称暗物质之谜……杨金民 (312)
暗物质湮没信号的多波段探测……黄　峰　陈学雷 (313)
暗物质的性质……毕效军 (315)
暗能量的物理本质和反物质的丢失之谜……张新民 (317)
自发辐射相干效应的实验验证……高锦岳 (322)
能够实现打破衍射极限的远场成像吗?……周　磊 (324)
介观尺度上光的约束与传输……童利民　龚旗煌 (325)
光的本性问题……佘卫龙 (328)
光传播中的光谱不变性和偏振不变性……赵道木 (333)
光波在金属基界面的传播特性……陈良尧 (335)
固态有机半导体电泵浦激光……秦国刚 (337)
固态介质中的原子相干效应研究……高锦岳 (338)
包含地址信息的全光缓存器……吴重庆 (340)
太赫兹电磁波传输研究中面临的困难……许伟伟　周　雷 (342)
双复纤维的性能表征及反射率的计算……顾兆旃 (344)
基于各向异性人工电磁材料的介质导波结构及慢波传播……冯一军　姜　田 (346)
母配分系数递推关系的破解……鲍诚光 (348)
关于得到高维可积模型的一个新猜想……楼森岳　李金花 (350)

Yangian 表示论与求解非线性模型 …… 白承铭　葛墨林 (352)
Navier-Stokes 方程和 Euler 方程的与自然灾害相关的环流解 …… 楼森岳　黄　菲 (354)
粘接界面特性及粘接强度超声定量无损评价 …… 李明轩 (356)
噪声对人烦恼的作用机理和模型 …… 邱小军 (358)
亚表面成像的扫描探针声显微技术 …… 钱梦騄 (360)
声致发光的发光机制 …… 屠　娟　陈伟中 (362)
声逆散射问题 …… 陶智勇　李风华 (364)
声波在岩石中的传播 …… 张海澜 (366)
人类听觉系统识别声音的物理机理及其定量表达 …… 陈克安 (368)
热声系统中的声传播问题 …… 屠　娟 (370)
颗粒介质中的声散射 …… 钱祖文 (372)
海洋声场频率–空间特性研究 …… 李风华 (374)
高强聚焦超声肿瘤治疗过程中的无损温度监测 …… 屠　娟　刘晓宙 (375)
复频及频率可调超声换能器 …… 林书玉 (377)
复合材料早期疲劳损伤的超声评价 …… 邓明晰 (379)
非线性驻波声场的数学模型和理论 …… 刘　克 (381)
低频声波的吸收和隔离问题 …… 程建春　邱小军 (383)
超声制备纳米材料的声空化机理 …… 刘晓峻 (385)
超声振动对接触界面摩擦特性的影响 …… 周铁英　陈　宇　傅德永 (387)
超声能量作用机理及声化学 …… 沈建中 (390)
超声分子成像的高敏锐度检测技术 …… 章　东 (392)
自驱动粒子自组织的非平衡统计物理 …… 施夏清　马余强 (394)
细胞骨架的组织机理 …… 马余强　施夏清 (396)
生物膜组织和微脂筏的形成 …… 马余强 (399)
胶体颗粒体系中的可见光局域化 …… 周鲁卫　田矗舜 (401)
流感病毒的进化动力学之谜 …… Luca Peliti　徐　悦　周海军 (404)
颗粒物质的动力学问题和统计力学描述 …… 厚美英　缪国庆 (407)
电(磁)流变液的稳定性 …… 周鲁卫 (410)
蛋白质链是如何折叠成为天然结构的? …… 王　炜 (413)
玻璃质动力学过程与玻璃化转变机制 …… 黄以能　薛　奇　周海军 (416)
DNA 超拉伸形变的机理 …… 周海军 (420)
用统计物理学方法处理约束满足问题面临的五个挑战 ……
…… Mikko Alava　Erik Aurell　周海军 (422)

聚合物晶体生长动力学 …… 胡文兵 (428)
质子交换膜燃料电池内的水传输问题 …… 叶　强　郑　平 (430)
微纳通道中液体的传输 …… 郑　平　吴慧英 (432)
微纳通道中相变传热 …… 郑　平　吴慧英 (434)
微纳米尺度流体流动与传热的格子–玻尔兹曼模拟 …… 赵天寿　石　泳 (436)
热流科学中多尺度多物理场过程的数值模拟 …… 洪芳军　郑　平 (438)
燃料电池中与电化学反应耦合的热传输问题 …… 赵天寿　陈　蓉 (440)
燃料电池中多相多组分传输过程的模拟 …… 赵天寿　杨卫卫 (442)
纳米尺度下辐射传热显著增强的实验证实 …… 张卓敏　符策基 (444)
两相流体在多孔介质内的传输问题 …… 郑　平　叶　强 (446)
利用微米与纳米结构控制热辐射的发射及吸收 …… 张卓敏　符策基 (448)
有关扫描隧道显微镜(STM)方面的一个问题 …… 高鸿钧 (450)
现代电子显微学尚未解决的问题 …… 李建奇 (453)
自由空间的团簇是如何形成的? …… 沙　健 (456)
自旋液体是否存在？ …… 寇谡鹏 (457)
重费米子化合物中的非常规超导与量子临界性 …… 袁辉球 (459)
复杂纳米结构的几何形貌和电子结构的预言 …… 何力新 (462)
一维量子自旋链系统在任意边界磁场中的严格解 …… 曹俊鹏 (464)
维度对强关联电子体系性质的影响 …… 郭建东 (465)
为什么严格的多体波函数计算不能给出超导态，而简单的 BCS 平均场计算却能给出超导态? …… 熊诗杰 (467)
二维电子系统在微波辐照下的零电阻现象 …… 杨昌黎　谢心澄 (468)
拓扑序量子相变的普适性问题 …… 寇谡鹏 (471)
波函数在环境中的退相位速率在低温下是否饱和？ …… 熊诗杰 (473)
铜氧化物高温超导体赝能隙起源的探索 …… 李建新 (474)
铁基高温超导电性与机理 …… 王楠林　雒建林 (476)
非均匀费米超流体的 FFLO 态 …… 陈　焱 (478)
太阳能替代传统能源可行吗? …… 骆军委　李树深 (480)
手性起源与手性催化的本质 …… 薛其坤　张　翼　王以林 (483)
时间反演对称性的实验检测——寻找原子固有的电偶极矩 …… 卢征天 (485)
三维多体模型的精确解 …… 孙　鑫 (488)
如何刻画量子相变和拓扑有序？ …… 张广铭 (489)
如何刻画量子混沌？ …… 王晓光 (491)

溶液中蛋白质分子的电子结构的第一性原理、全电子、从头计算……… 郑浩平 (493)
热电材料机理和实用化问题……… 陈仙辉 (495)
缺陷支配氮化铟的基本性质吗？……… 史俊杰 (498)
轻元素材料的优异性质及其潜在的光电子学应用……… 白雪冬 (500)
强电声子相互作用体系的小极化子……… 封东来 (502)
凝聚态物质中准粒子的波粒二象性……… 姬　扬 (504)
能够制备出具有本征室温铁磁性的稀磁半导体吗？……… 赵建华 (506)
能够实现激子玻色–爱因斯坦凝聚吗？……… 李树深 (508)
纳米硅热电材料……… 蒋最敏 (510)
锰氧化物的庞磁电阻机制……… 盛　利 (512)
量子点接触中的“0.7 结构”……… 孙庆丰 (514)
量子尺寸效应作用下的金属薄膜表面催化研究……… 马旭村 (516)
可放大自旋极化晶体管……… 姬　扬　赵建华 (519)
晶体管会停止发展吗？……… 骆军委　李树深 (521)
金属与合金的中温脆性……… 徐庭栋 (523)
介观环中的持续电流的实验观测值与理论值有较大差距的疑难……… 李有泉 (526)
交换偏置……… 胡经国　金国钧 (527)
固体材料的轨道磁性……… 施均仁 (529)
高温超导体中的涡旋玻璃相……… 陈庆虎 (531)
高温超导体的配对机制是什么？……… 封东来 (533)
高温超导隧道结的制备技术……… 陈　健 (535)
高温超导电性机理……… 冯世平　张　酣 (537)
高温超导材料中的等离子体振荡和太赫兹辐射……… 陈　健 (539)
菲波纳契双螺旋是锥面上的最小能量构型吗？……… 曹则贤 (541)
二维石墨中的电导率极小问题……… 盛　利 (544)
二维电子系统在零磁场下的金属–绝缘体转变问题……… 盛　利 (545)
多铁性物理……… 刘俊明 (547)
电脉冲引起的可逆电阻变化现象……… 赵宏武 (549)
单个纳米结构的操纵与测量……… 白雪冬 (551)
磁性异质结中的隧穿磁电阻的零点异常……… 盛　利 (553)
超越 LDA 的第一原理计算方法……… 方　忠 (555)
超冷费米原子中的色超流性……… 杨师杰 (557)
超导量子干涉器件应用中的几个问题超高密度光子……… 郑东宁 (559)

冰表面融化的动力学过程研究……潘　鼎　王恩哥 (561)
半导体纳米复合结构中的电子态和发光行为……吴兴龙 (563)
STM 单原子/分子操纵及在纳米科技中的应用……马旭村 (565)
信息处理的物理极限与量子热力学……孙昌璞 (568)
囚禁离子光频标……高克林 (571)
腔 QED 量子计算……郑仕标　郭光灿 (574)
量子直接安全通信的关键问题……邓富国　龙桂鲁 (575)
量子因特网……郭光灿 (577)
量子信息中的数学问题……杜鸿科 (578)
量子信息启发的量子态操纵基本问题……孙昌璞 (580)
量子信息启发的固体系统量子态操纵的基本问题……孙昌璞 (586)
量子信道……周祥发　郭光灿 (591)
量子芯片……涂　涛　郭国平　郭光灿 (593)
量子相变与量子纠缠中的一些有待解决的问题……顾世建　林海青　李有泉 (595)
量子算法和量子计算的复杂性……刘旭峰 (597)
量子器件中的 $1/f$ 低频噪音问题……游建强 (599)
量子纠错和量子编码……冯克勤 (601)
量子计算机……郭光灿 (605)
连续变量量子信息的关键科学问题……彭堃墀　谢常德　张　靖 (613)
离子阱量子计算……冯　芒　高克林 (615)
绝热量子计算……龙桂鲁 (618)
基于固态光学微腔的量子信息处理器……肖云峰　韩正甫　郭光灿 (621)
基于超导量子比特的量子计算、量子信息的实现……孙国柱 (623)
宏观物体的退相干与量子宇宙的经典约化……孙昌璞 (625)
拓扑量子计算……虞　跃 (627)
单原子的光学精密操控……张天才 (630)
超冷极性分子气体……易　俗 (633)
超冷费米气体中 BCS-BEC 渡越……张　靖 (635)
超导量子比特和固态量子计算的物理实现……于　扬 (637)
表面等离子体基元与量子信息……任希锋　郭国平　郭光灿 (639)
用“瓦特天平”法实现量子质量基准……张钟华 (642)
光子有静止质量吗？……罗　俊 (647)
半导体激光器光谱结构模型及实验验证……祝宁华 (656)

光电子器件测试中第一个校准标准……祝宁华 (659)
用基本物理常数建立国际单位制 SI 的基本单位……陆祖良 (662)
精细结构常数α是否随时间变化?……徐信业 (667)
重原子核自发裂变……许　昌　任中洲 (669)
质子-中子形状退耦现象……周善贵 (671)
原子核形状相变的微观机制……周善贵 (673)
原子核三体模型……许　昌　任中洲 (675)
原子核的集团结构和集团放射性……袁岑溪　焦长峰　许甫荣 (677)
银河系星际空间中大量 ^{26}Al 核素起源的疑难问题……白希祥　柳卫平 (680)
形变原子核中的晕现象……周善贵 (682)
为什么迄今实验发现约 40 个 Λ 超核而只发现一个 Σ 超核?……宁平治 (684)
同核异能态与可能的伽马激光……许甫荣　刘红亮 (686)
梯度方法能否用于求解 Dirac 方程?……孟　杰　张　颖 (688)
手性原子核是否存在?……孟　杰　亓　斌 (690)
是否存在描述原子核结构的统一模型?……孟　杰　尧江明 (692)
弱束缚原子核与连续态……周善贵 (694)
弱束缚核反应中的多步过程……卢　飞　叶沿林 (696)
如何在坐标空间求解核物理中耦合的微分积分方程组……孟　杰　李志攀 (698)
如何由 ΛN 二体相互作用计算 Λ 超核能谱精细结构?……宁平治 (700)
人类能在近期登上超重岛吗?……周小红 (702)
耦合常数的解析延托方法对变形原子核的共振态是否适用?……孟　杰　李志攀 (705)
年轻超新星遗迹与钛 44……陈　阳　周　鑫 (707)
聚变堆结构与功能材料的特性……王宇钢 (709)
近库仑势垒重离子反应的异常现象……张焕乔 (711)
极端丰中子中重核区核结构壳效应可能的弱化和消失……黄亚伟　许甫荣 (714)
恒星中氢燃烧的点火反应……白希祥　柳卫平 (717)
核介质下的中子耦合……吕林辉　叶沿林 (719)
核废料长期安全存储对材料有什么样要求……王宇钢 (721)
电子与原子核散射……董铁矿　任中洲 (723)
低能离子生物效应是由直接作用引起的吗?……王宇钢 (726)
从 Λ 超核能谱精细结构可以提取哪些新知识?……宁平治 (728)
超核中的新物理……孟　杰　吕洪凤 (730)

K 核深束缚态存在吗？ …… 宁平治 (732)
中微子质量起源问题 …… 晁 伟 邢志忠 (734)
质子自旋危机 …… 马伯强 (736)
质量起源问题 …… 朱守华 王 青 (738)
整体对称性和局域对称性 …… 张大新 (741)
原子核中相对论对称性——自旋及赝自旋对称性的物理起源 …… 孟 杰 梁豪兆 (743)
宇宙早期的 QCD 相变过程 …… 徐仁新 (745)
宇宙线中存在奇异滴吗 …… 徐仁新 (747)
有限量子多体系统平均场近似中的对称性恢复问题 …… 孟 杰 尧江明 (749)
用 AdS/CFT 对偶方法研究强子物理和强耦合夸克物质 …… 黄 梅 (751)
寻找胶子球 …… 赵 强 (753)
相对论平均场理论中引入交换项会带来什么新物理？ …… 孟 杰 张 颖 (755)
相对论核多体问题中的 pp 和 ph 相互作用能否统一 …… 孟 杰 孙保元 (757)
统一场论中的规范等级问题 …… 吴岳良 (759)
轻子味混合与 CP 破坏 …… 张 贺 邢志忠 (762)
强子作用朝前区的多粒子产生 …… 丁林恺 (764)
量子场论中的基本问题 …… 吴岳良 (766)
量子场论的严格解 …… 王 青 (768)
夸克星 …… 徐仁新 (769)
夸克和胶子是如何构成核子的？ …… 邹冰松 (771)
核子的奇异夸克反夸克不对称性 …… 马伯强 (773)
格点量子色动力学的非微扰研究 …… 刘 川 (775)
费米-杨介子存在吗？ …… 闫沐霖 (776)
对称性和对称破缺机制 …… 吴岳良 (778)
从味对称性理解费米子质量等级和味混合 …… 丁桂军 闫沐霖 (780)
超高能宇宙线中微子寻找 …… 何会海 曹 臻 (782)
超高能宇宙线中微子实验寻找振荡到 τ 型中微子的证据 …… 曹 臻 (784)
超对称存在吗？ …… 刘 纯 (786)
QCD 在有限温度有限密度的相结构及强耦合夸克物质 …… 黄 梅 (788)
QCD 的非微扰动力学 …… 吕才典 (790)
Lorentz 对称性破坏了吗？ …… 肖 智 马伯强 (792)
$\eta\to\pi^+\pi^-e^+e^-$ 衰变中的 CP 破坏及相关问题 …… 高道能 (794)

CP 破坏的起源、机制和宇宙学的关系 …… 吕才典 (796)
五夸克态是否存在? …… 马伯强 (798)
1PeV 以上宇宙线的成分 …… 朱清祺 曹 臻 (800)
真核细胞 SOS 信号通络的相应选择机制 …… 欧阳颀 (802)
细胞调控和信号途径的动力学研究 …… 成 章 王 炜 (804)
湍流反应流 …… 张 健 何国威 (806)
湍流：模型与计算 …… 唐少强 (808)
声子热传导的微观机制及低维材料的热传导规律 …… 赵 鸿 张 勇 (810)
生物分子进化的定量描述 …… 欧阳颀 (812)
能否利用随机共振机制提高弱信号接收的信噪比 …… 胡 岗 郑志刚 (814)
螺旋波动力学与心颤控制 …… 欧阳颀 (817)
轨道扩散与太阳系稳定性 …… 孙义燧 周济林 (819)
功能相关的蛋白质非线性构象变化 …… 王 骏 (821)
复杂生物系统的鲁棒性与可进化性 …… 史华林 (823)
辅助因子如何调控的蛋白质结构与动力学过程? …… 王 炜 (825)
非线性波传播的界面效应 …… 胡 岗 郑志刚 (827)
对流暖云中的湍流起伏场究竟如何影响到大云滴的生成? …… 温景嵩 (829)
球状闪电的等离子体物理模型 …… 曾 立 (831)
惯性约束聚变点火和超新星爆炸 …… 叶文华 (833)
光学超晶格中冷原子的量子态 …… 刘伍明 (835)

编后记 …… (837)

“10000 个科学难题”物理学编委会名单

“十一五”国家重点图书出版规划项目

10000 个科学难题

10000 Selected Problems in Sciences

物理学卷
Physics

“10000 个科学难题”物理学编委会

科 学 出 版 社

北 京

内 容 简 介

本书是《10000个科学难题》系列丛书中与物理学相关的部分。本卷中的问题是由我国工作在研究第一线的优秀的物理学专家执笔撰写的。征集的问题既包括物理学各分支学科目前尚未解决的基础理论问题，也包括在学术上尚未获得广泛共识、存在一定争议的问题，一些征集到的难题在相当程度上代表了我国相关学科的一些主要领域的前沿水平。为了提高本书的可读性，编委会确定了本书的编写原则：高中生感兴趣，大学生能通读，研究生愿选题。本书分为导入篇和专题篇：导入篇注重普及性和趣味性，图文并茂，以通俗易懂的方式深入浅出地阐释了一些受到广泛关注的重要科学问题。专题篇征集的难题覆盖了物理学的主要二级学科，简要概述了难题的背景、难点，并提供进一步研究的可能思路。

本书可供物理学专业的本科生、研究生和相关专业的研究人员参考，也可供对物理学感兴趣的中学生和物理爱好者阅读。

图书在版编目(CIP)数据

10000个科学难题·物理学卷/“10000个科学难题”物理学编委会.—北京：科学出版社，2009

ISBN 978-7-03-024269-3

Ⅰ. 1… Ⅱ. 1… Ⅲ. ①自然科学-普及读物 ②物理学-普及读物 Ⅳ. N49 04-49

中国版本图书馆CIP数据核字(2009) 第038325号

责任编辑：胡 凯／责任校对：钟 洋
责任印制：钱玉芬／封面设计：黄华斌

科学出版社出版
北京东黄城根北街16号
邮政编码：100717
http://www.sciencep.com

中国科学院印刷厂印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2009年5月第 一 版 开本：B5(720×1000)
2009年5月第一次印刷 印张：53 3/4
印数：1—3 000 字数：1 055 000

定价：168.00元

“10000 个科学难题”征集活动领导小组名单

组　长　赵沁平　刘燕华　李静海　朱道本

副组长　倪维斗

成　员（以姓氏拼音为序）

冯记春　韩　宇　何鸣鸿　马　扬　王伟中　谢焕忠
杨玉良　叶玉江

“10000 个科学难题”征集活动领导小组办公室名单

主　任　陈盈晖

成　员（以姓氏拼音为序）

马晋并　吴晓东　鄢德平　朱蔚彤　朱小萍

“10000 个科学难题”征集活动专家指导委员会名单

主　任　倪维斗

副主任　李家洋　赵忠贤　孙鸿烈

委　员（以姓氏拼音为序）

白以龙　陈洪渊　陈佳洱　程国栋　崔尔杰　冯守华　冯宗炜
符淙斌　葛墨林　郝吉明　贺福初　贺贤土　黄荣辉　金鉴明
李　灿　李培根　林国强　林其谁　刘嘉麒　马宗晋　欧阳自远
强伯勤　田中群　汪品先　王　浩　王静康　王占国　王众托
吴常信　吴良镛　夏建白　项海帆　徐建中　杨　乐　张继平
张亚平　张　泽　郑南宁　郑树森　钟　掘　周炳琨　周秀骥
朱作言　左铁镛

《10000 个科学难题》序

爱因斯坦曾经说过“提出一个问题往往比解决一个问题更为重要”。在许多科学家眼里，科学难题正是科学进步的阶梯。1900 年 8 月德国著名数学家希尔伯特在巴黎召开的国际数学家大会上提出了 23 个数学难题。在过去的 100 多年里，希尔伯特的 23 个问题激发了众多数学家的热情，引导了数学研究的方向，对数学发展产生的影响难以估量。

其后，许多自然科学领域的科学家们陆续提出了各自学科的科学难题。2000 年初，美国克雷数学研究所选定了 7 个“千禧年大奖问题”，并设立基金，推动解决这几个对数学发展具有重大意义的难题。几年前，中国科学院编辑出版了《21 世纪 100 个交叉科学难题》，在宇宙起源、物质结构、生命起源和智力起源四大探索方向上提出和整理了 100 个科学难题，吸引了不少人的关注。

科学发展的动力来自两个方面，一是社会发展的需求，另一个就是人类探索未知世界的激情。随着一个又一个科学难题的解决，科学技术不断登上新的台阶，人类社会发展也源源不断获得新的动力。与此同时，新的科学难题也如沐雨春笋，不断从新的土壤破土而出。一个公认的科学难题本身就是科学研究的结果，同时也是开启新未知大门的密码。

《国家中长期科学和技术发展规划纲要》提出建设创新型国家的战略目标，加强基础研究，鼓励原始创新是必由之路。为了引导科学家们从源头上解决科学问题，激励青年才俊立志基础科学研究，教育部、科学技术部、中国科学院和国家自然科学基金委员会决定联合开展“10000 个科学难题”征集活动，系统归纳、整理和汇集目前尚未解决的科学难题。根据活动的总体安排，首先在数学、物理学和化学三个学科试行。

征集活动成立了领导小组、领导小组办公室，以及由国内著名专家组成的专家指导委员会和编辑委员会。领导小组办公室公开面向高等学校、科研院所、学术机构以及全社会征集科学难题；编辑委员会认真讨论、组织提出和撰写骨干问题，并对征集到的科学问题严格遴选；领导小组和专家指导委员会最后进行审核并出版《10000 个科学难题》系列丛书。这些难题汇集了科学家们的知识和智慧，凝聚了参与编写的科技工作者的心血，也体现了他们的学术风尚和科学责任。

开展“10000 个科学难题”征集活动首先是一次大规模的科学问题梳理工作，把尚未解决的科学难题分学科整理汇集起来，有利于加强对基础科学研究的引导。其次，这么多科学难题呈现在人们面前，有利于激发我国科技人员，特别是广大博

士、硕士研究生探索未知、摘取科学明珠的激情，而这正是我国目前基础科学研究所需要的。此外，深入浅出地宣传这些科学难题的由来和已有过的解决尝试，也是一种科学普及活动，有利于引导我国青少年从小树立献身科学、做出重大科学贡献的理想。

分学科大规模开展“10000 个科学难题”征集活动在我国还是第一次，难免存在疏漏和不足，希望广大科技工作者和社会各界继续支持这项工作，更希望我国专家学者，特别是青年科研人员持之以恒地解决这些科学难题，开启未知的大门，将这些科学明珠摘取到我国科学家手中。

赵沁平

2008 年 12 月

前　　言

为了贯彻教育部、科学技术部、中国科学院、国家自然科学基金委员会四部委在全国征集科学难题的决定，教育部科技司积极组织选题工作，首先启动了数理化的选题工作。这是推进我国科学进步的大事，功在当代，影响深远。物理是个庞大的领域，完成这项选题工作，需要许多物理界学者自觉参与。许多教授、研究员热情投入组稿、撰稿工作，也得到不少两院院士的支持。编委会也很快在编写思路方面取得了共识。

物理主要是研究物质基本组成和基本运动规律的科学，当然也涉及潜在的应用。物理研究的主要特点是抓住最核心的原则和概念，又是分层次的。每个层次有相应的运动规律，而“层次”又常以简单的一些常数表征，如光速 c，普朗克常数 h，玻尔兹曼常数 k，引力常数 G 等。这些本为求知和探索自然界运动的根源而发展起来的科学，深刻地抓住了自然界的本质。众所周知，物理学的发展引起了巨大的技术变革，从而深刻地改变了人们的生活。

本着对物理的理解，结合我国具体情况，大家对编写本书形成了共识。首先，按四部委文件精神，我们不是编物理百科全书或遥不可及的难题大全。我们所提出的问题应当是“高中生感兴趣，大学生能通读，研究生愿选题”，当然也应有利于有关老师及研究人员参考。虽然撰稿人士多为我国各自分支的专家，但为了阅读的效果，内容主要是定性的，同时，在编写中还应尽力注意趣味性。物理并不总是严肃面孔式的说教，它有血有肉，实实在在存在于我们周围，我们能够形象地抓住它的要点，理解它，并应用它。物理也已渗入许多其他分支，形成许多交叉学科，它们生动而实用。

考虑到这些因素，大家开始了紧张的工作。编委会包括了我国物理界许多优秀学者，他们多数正当壮年，在各自研究领域有优秀成果，都是本分支的专家，并在学术界享有声誉。他们为征集、撰写、修订物理选题付出很多心力。经过大家共同努力，收集到包括 450 多个问题的文稿。由于本书容量不宜过大，而且时间紧迫，我们选编其中大约一半先行出版。为了方便读者，本书分为两部分，前卷为篇幅较长的综述性选题，称为导入篇；后卷则涉及较为扼要的专门性选题，称为专题篇。我们编辑本书时特别注意两点：一不求全，本书选题仅涉及物理学冰山一角，难以对浩如烟海的物理发展作全面概括；二不求难，所提问题虽有一定难度，但决不为难而难。面对博大精深的物理学，谁也不敢说他提出的问题就是顶尖的难题，我们所能做的仅是根据当前的发展，提出能触及、克服困难后可以入手的，有科学意义

的问题。希望它能引起青年读者的兴趣，甚至将来能投身于这个壮丽的事业。事实上，本书的编撰过程，也无形中形成了对我国一些物理分支的梳理过程，在有限的程度上反映了我国部分学者对当前物理学发展的理解与贡献。

物理学本身是科学，科学问题常常有不同观点，这是正常的现象。在编撰过程中编委会既要防止错误的东西，也要小心地重视从常理角度不易理解的创造性思维，这不是件容易的事。另外，在编辑过程中，虽经尽力邀请，但因种种原因，我国一些重要的物理学家仍未能赐稿。这造成本书涉及的学科分支分布不够均衡，甚至一些重要课题没有在本书中体现。我们欢迎批评，以便在续集中加以改进，更欢迎有识之士撰写出比本书水平更高、内容更广的问题，这必将更好地促进我国物理研究与教育的发展。

我们愿意强调，物理是不断发展的，问题的难度也是随时代发展而变化的。而且，书中所提出的见解只是作者对一些课题的思考，希望对读者有所启发，起到抛砖引玉的作用，不应束缚读者的思路。此外，物理学的发展是许多辈学者共同积累的成果，撰写者只可能列出部分典型参考文献，以有利于读者阅读。

按我个人的理解，科学素质应是教育的重要组成部分，提高包括物理在内的科学素质，是任何一位科学家、教师责无旁贷的义务。物理学的成果引起了像电磁、核能、半导体、激光等彻底改变人们生活的伟大变革。国家创造了许多条件，力图促进我国科学的发展，物理作为有活力的基础科学是其重要的内容。我们作为物理学的研究者、教师，更应为吸引优秀青年加入物理研究及应用的行列而尽自己的努力，如果本书能起到微薄的促进作用，便是我们极大的欣慰。最后我们感谢热心撰写问题稿件的学者们，感谢教育部科技司、科学出版社的大力支持。

葛墨林代表编委会谨识

2008 年 12 月

目　　录

《10000 个科学难题》序

前言

导入篇

宇宙学的黄金时代…… 李　淼 (3)

等效原理——物理学的基本原理…… 张元仲　罗　俊 (12)

牛顿反平方定律及其实验检验…… 罗　俊 (20)

γ射线暴能源…… 陆　埮　黄永锋 (30)

宇宙标准尺——重子声波振荡…… 张鹏杰 (41)

太赫兹波及其应用…… 曹俊诚 (48)

有粒子数反转与无粒子数反转激光…… 高锦岳 (52)

声学斗篷的隐身机理和物理实现…… 刘晓峻　程　营 (60)

声孔效应的物理模型…… 刘晓宙　程建春 (64)

金属玻璃中的科学…… 王永田　汪卫华 (69)

金属铁磁性的起源…… 田光善 (73)

量子蒙特卡罗模拟中的负符号问题…… 张世伟　赵汇海　向　涛 (81)

量子测量问题与量子力学诠释…… 孙昌璞 (86)

具有绝对保密性的量子密码通信…… 龙桂鲁 (95)

量子态及其隐形传送…… 张天才 (101)

相对论量子信息…… 蔡建明　周正威　郭光灿 (109)

量子质量标准…… 张钟华 (117)

光钟——用光波定义“秒”…… 马龙生 (129)

探寻核子结构…… 佘　俊　马伯强 (137)

原子核是否存在手性…… 孟　杰 (142)

原子核的滴线和核素新版图…… 叶沿林　曹中鑫 (150)

原子核的晕现象…… 孟　杰　周善贵 (155)

什么是湍流世纪难题？…… 佘振苏 (163)

反应扩散系统中螺旋波的失稳机制…… 欧阳颀 (175)

专题篇

化学稳定分子的有效减速与亚 mK 冷却问题 …… 印建平 (183)
原子体系中的多体 QED 题 …… 王治文 (185)
原子分子内部关联动力学实验观测 …… 马新文 (187)
用超冷原子气体仿真超导体 …… 熊宏伟 詹明生 (189)
广义相对论中的等效原理的实验检验 …… 张保成 詹明生 (192)
高温稠密物质结构 …… 袁建民 (194)
高温稠密物质辐射不透明度 …… 袁建民 (197)
非玻恩–奥本海默近似问题 …… 丁大军 (199)
超冷原子芯片 …… 王如泉 (202)
中子星高能辐射的观测研究 …… 李向东 (204)
宇宙中的中微子 …… 袁业飞 (207)
宇宙学起源的引力波研究 …… 朱宗宏 (210)
宇宙弦的演化 …… 李 淼 (212)
宇宙磁场 …… 韩金林 (214)
宇宙伽马射线暴的余辉 …… 黄永锋 陆 埮 戴子高 (218)
宇宙第一代恒星 …… 赵 刚 (221)
永恒暴涨是可能的吗? …… 朴云松 (224)
引力波探测 …… 龚雪飞 罗子人 刘润球 (226)
一个宇宙学的全息理论 …… 李 淼 (228)
星系的形成和演化 …… 邹振隆 (230)
星系核心黑洞的形成和演化 …… 王建民 (234)
弦宇宙学的初始条件问题 …… 黄庆国 李 淼 (237)
弦论中宇宙弦产生的定量研究 …… 陈 斌 卢建新 (239)
弦论中标准粒子模型的实现 …… 李田军 (241)
物质自转与引力场的作用 …… 张元仲 (244)
为什么时空是四维的? …… 卢建新 杨焕雄 (246)
微波背景辐射中的张量模的实验和理论 …… 龚云贵 (249)
微波背景辐射谱的非高斯性的理论和实验 …… 龚云贵 (251)
太阳系外行星系统：寻找遥远的世界 …… 刘晓为 (253)
失踪的超新星遗迹 …… 姜 冰 陈 阳 (259)

弱引力透镜宇宙学……张鹏杰 (263)
日冕物质抛射在日地空间的传播及其对地球的影响……方　成 (265)
日冕物质抛射……汪景琇 (267)
基本物理常数会不会变化……黄志洵 (272)
黑洞转动能量的提取……汪定雄 (274)
黑洞熵的本质问题……卢建新　陈　斌 (278)
黑洞的吸积与外流……卢炬甫 (281)
伽马射线暴的激波磁场与加速机制……张家铝 (283)
伽马暴宇宙学……戴子高　王发印 (286)
超高密度光子……李福利 (288)
磁能释放的有效机制——磁重联……陈鹏飞 (291)
超新星遗迹是宇宙线的起源吗?……萧　潇　陈　阳 (295)
超新星的爆发机制……彭秋和 (299)
超弦理论的景观图像……杨焕雄　卢建新 (306)
超弦理论的基本表叙和有限性……朱传界 (310)
超对称暗物质之谜……杨金民 (312)
暗物质湮没信号的多波段探测……黄　峰　陈学雷 (313)
暗物质的性质……毕效军 (315)
暗能量的物理本质和反物质的丢失之谜……张新民 (317)
自发辐射相干效应的实验验证……高锦岳 (322)
能够实现打破衍射极限的远场成像吗?……周　磊 (324)
介观尺度上光的约束与传输……童利民　龚旗煌 (325)
光的本性问题……佘卫龙 (328)
光传播中的光谱不变性和偏振不变性……赵道木 (333)
光波在金属基界面的传播特性……陈良尧 (335)
固态有机半导体电泵浦激光……秦国刚 (337)
固态介质中的原子相干效应研究……高锦岳 (338)
包含地址信息的全光缓存器……吴重庆 (340)
太赫兹电磁波传输研究中面临的困难……许伟伟　周　雷 (342)
双复纤维的性能表征及反射率的计算……顾兆旃 (344)
基于各向异性人工电磁材料的介质导波结构及慢波传播……冯一军　姜　田 (346)
母配分系数递推关系的破解……鲍诚光 (348)
关于得到高维可积模型的一个新猜想……楼森岳　李金花 (350)

Yangian 表示论与求解非线性模型 …… 白承铭　葛墨林 (352)
Navier-Stokes 方程和 Euler 方程的与自然灾害相关的环流解 …… 楼森岳　黄　菲 (354)
粘接界面特性及粘接强度超声定量无损评价 …… 李明轩 (356)
噪声对人烦恼的作用机理和模型 …… 邱小军 (358)
亚表面成像的扫描探针声显微技术 …… 钱梦騄 (360)
声致发光的发光机制 …… 屠　娟　陈伟中 (362)
声逆散射问题 …… 陶智勇　李风华 (364)
声波在岩石中的传播 …… 张海澜 (366)
人类听觉系统识别声音的物理机理及其定量表达 …… 陈克安 (368)
热声系统中的声传播问题 …… 屠　娟 (370)
颗粒介质中的声散射 …… 钱祖文 (372)
海洋声场频率–空间特性研究 …… 李风华 (374)
高强聚焦超声肿瘤治疗过程中的无损温度监测 …… 屠　娟　刘晓宙 (375)
复频及频率可调超声换能器 …… 林书玉 (377)
复合材料早期疲劳损伤的超声评价 …… 邓明晰 (379)
非线性驻波声场的数学模型和理论 …… 刘　克 (381)
低频声波的吸收和隔离问题 …… 程建春　邱小军 (383)
超声制备纳米材料的声空化机理 …… 刘晓峻 (385)
超声振动对接触界面摩擦特性的影响 …… 周铁英　陈　宇　傅德永 (387)
超声能量作用机理及声化学 …… 沈建中 (390)
超声分子成像的高敏锐度检测技术 …… 章　东 (392)
自驱动粒子自组织的非平衡统计物理 …… 施夏清　马余强 (394)
细胞骨架的组织机理 …… 马余强　施夏清 (396)
生物膜组织和微脂筏的形成 …… 马余强 (399)
胶体颗粒体系中的可见光局域化 …… 周鲁卫　田矗舜 (401)
流感病毒的进化动力学之谜 …… Luca Peliti　徐　悦　周海军 (404)
颗粒物质的动力学问题和统计力学描述 …… 厚美英　缪国庆 (407)
电(磁)流变液的稳定性 …… 周鲁卫 (410)
蛋白质链是如何折叠成为天然结构的? …… 王　炜 (413)
玻璃质动力学过程与玻璃化转变机制 …… 黄以能　薛　奇　周海军 (416)
DNA 超拉伸形变的机理 …… 周海军 (420)
用统计物理学方法处理约束满足问题面临的五个挑战 ……
…… Mikko Alava　Erik Aurell　周海军 (422)

聚合物晶体生长动力学 …… 胡文兵 (428)
质子交换膜燃料电池内的水传输问题 …… 叶　强　郑　平 (430)
微纳通道中液体的传输 …… 郑　平　吴慧英 (432)
微纳通道中相变传热 …… 郑　平　吴慧英 (434)
微纳米尺度流体流动与传热的格子–玻尔兹曼模拟 …… 赵天寿　石　泳 (436)
热流科学中多尺度多物理场过程的数值模拟 …… 洪芳军　郑　平 (438)
燃料电池中与电化学反应耦合的热传输问题 …… 赵天寿　陈　蓉 (440)
燃料电池中多相多组分传输过程的模拟 …… 赵天寿　杨卫卫 (442)
纳米尺度下辐射传热显著增强的实验证实 …… 张卓敏　符策基 (444)
两相流体在多孔介质内的传输问题 …… 郑　平　叶　强 (446)
利用微米与纳米结构控制热辐射的发射及吸收 …… 张卓敏　符策基 (448)
有关扫描隧道显微镜(STM)方面的一个问题 …… 高鸿钧 (450)
现代电子显微学尚未解决的问题 …… 李建奇 (453)
自由空间的团簇是如何形成的? …… 沙　健 (456)
自旋液体是否存在？ …… 寇谡鹏 (457)
重费米子化合物中的非常规超导与量子临界性 …… 袁辉球 (459)
复杂纳米结构的几何形貌和电子结构的预言 …… 何力新 (462)
一维量子自旋链系统在任意边界磁场中的严格解 …… 曹俊鹏 (464)
维度对强关联电子体系性质的影响 …… 郭建东 (465)
为什么严格的多体波函数计算不能给出超导态，而简单的 BCS 平均场
　　计算却能给出超导态? …… 熊诗杰 (467)
二维电子系统在微波辐照下的零电阻现象 …… 杨昌黎　谢心澄 (468)
拓扑序量子相变的普适性问题 …… 寇谡鹏 (471)
波函数在环境中的退相位速率在低温下是否饱和？ …… 熊诗杰 (473)
铜氧化物高温超导体赝能隙起源的探索 …… 李建新 (474)
铁基高温超导电性与机理 …… 王楠林　雒建林 (476)
非均匀费米超流体的 FFLO 态 …… 陈　焱 (478)
太阳能替代传统能源可行吗? …… 骆军委　李树深 (480)
手性起源与手性催化的本质 …… 薛其坤　张　翼　王以林 (483)
时间反演对称性的实验检测——寻找原子固有的电偶极矩 …… 卢征天 (485)
三维多体模型的精确解 …… 孙　鑫 (488)
如何刻画量子相变和拓扑有序？ …… 张广铭 (489)
如何刻画量子混沌？ …… 王晓光 (491)

溶液中蛋白质分子的电子结构的第一性原理、全电子、从头计算……… 郑浩平 (493)
热电材料机理和实用化问题…… 陈仙辉 (495)
缺陷支配氮化铟的基本性质吗？…… 史俊杰 (498)
轻元素材料的优异性质及其潜在的光电子学应用…… 白雪冬 (500)
强电声子相互作用体系的小极化子…… 封东来 (502)
凝聚态物质中准粒子的波粒二象性…… 姬　扬 (504)
能够制备出具有本征室温铁磁性的稀磁半导体吗？…… 赵建华 (506)
能够实现激子玻色–爱因斯坦凝聚吗？…… 李树深 (508)
纳米硅热电材料…… 蒋最敏 (510)
锰氧化物的庞磁电阻机制…… 盛　利 (512)
量子点接触中的“0.7 结构”…… 孙庆丰 (514)
量子尺寸效应作用下的金属薄膜表面催化研究…… 马旭村 (516)
可放大自旋极化晶体管…… 姬　扬　赵建华 (519)
晶体管会停止发展吗？…… 骆军委　李树深 (521)
金属与合金的中温脆性…… 徐庭栋 (523)
介观环中的持续电流的实验观测值与理论值有较大差距的疑难…… 李有泉 (526)
交换偏置…… 胡经国　金国钧 (527)
固体材料的轨道磁性…… 施均仁 (529)
高温超导体中的涡旋玻璃相…… 陈庆虎 (531)
高温超导体的配对机制是什么？…… 封东来 (533)
高温超导隧道结的制备技术…… 陈　健 (535)
高温超导电性机理…… 冯世平　张　酣 (537)
高温超导材料中的等离子体振荡和太赫兹辐射…… 陈　健 (539)
菲波纳契双螺旋是锥面上的最小能量构型吗？…… 曹则贤 (541)
二维石墨中的电导率极小问题…… 盛　利 (544)
二维电子系统在零磁场下的金属–绝缘体转变问题…… 盛　利 (545)
多铁性物理…… 刘俊明 (547)
电脉冲引起的可逆电阻变化现象…… 赵宏武 (549)
单个纳米结构的操纵与测量…… 白雪冬 (551)
磁性异质结中的隧穿磁电阻的零点异常…… 盛　利 (553)
超越 LDA 的第一原理计算方法…… 方　忠 (555)
超冷费米原子中的色超流性…… 杨师杰 (557)
超导量子干涉器件应用中的几个问题超高密度光子…… 郑东宁 (559)

冰表面融化的动力学过程研究 ………………………………… 潘　鼎　王恩哥 (561)
半导体纳米复合结构中的电子态和发光行为 …………………………… 吴兴龙 (563)
STM 单原子/分子操纵及在纳米科技中的应用 …………………………… 马旭村 (565)
信息处理的物理极限与量子热力学 …………………………………… 孙昌璞 (568)
囚禁离子光频标 …………………………………………………… 高克林 (571)
腔 QED 量子计算 ………………………………………… 郑仕标　郭光灿 (574)
量子直接安全通信的关键问题 ……………………………… 邓富国　龙桂鲁 (575)
量子因特网 ………………………………………………………… 郭光灿 (577)
量子信息中的数学问题 ……………………………………………… 杜鸿科 (578)
量子信息启发的量子态操纵基本问题 ………………………………… 孙昌璞 (580)
量子信息启发的固体系统量子态操纵的基本问题 ……………………… 孙昌璞 (586)
量子信道 ……………………………………………… 周祥发　郭光灿 (591)
量子芯片 ………………………………………… 涂　涛　郭国平　郭光灿 (593)
量子相变与量子纠缠中的一些有待解决的问题 ……… 顾世建　林海青　李有泉 (595)
量子算法和量子计算的复杂性 ………………………………………… 刘旭峰 (597)
量子器件中的 $1/f$ 低频噪音问题 ……………………………………… 游建强 (599)
量子纠错和量子编码 ………………………………………………… 冯克勤 (601)
量子计算机 ………………………………………………………… 郭光灿 (605)
连续变量量子信息的关键科学问题 ……………… 彭堃墀　谢常德　张　靖 (613)
离子阱量子计算 ………………………………………… 冯　芒　高克林 (615)
绝热量子计算 ……………………………………………………… 龙桂鲁 (618)
基于固态光学微腔的量子信息处理器 …………… 肖云峰　韩正甫　郭光灿 (621)
基于超导量子比特的量子计算、量子信息的实现 ……………………… 孙国柱 (623)
宏观物体的退相干与量子宇宙的经典约化 ……………………………… 孙昌璞 (625)
拓扑量子计算 ……………………………………………………… 虞　跃 (627)
单原子的光学精密操控 ……………………………………………… 张天才 (630)
超冷极性分子气体 …………………………………………………… 易　俗 (633)
超冷费米气体中 BCS-BEC 渡越 ……………………………………… 张　靖 (635)
超导量子比特和固态量子计算的物理实现 ……………………………… 于　扬 (637)
表面等离子体基元与量子信息 ……………………… 任希锋　郭国平　郭光灿 (639)
用“瓦特天平”法实现量子质量基准 …………………………………… 张钟华 (642)
光子有静止质量吗? ………………………………………………… 罗　俊 (647)
半导体激光器光谱结构模型及实验验证 ………………………………… 祝宁华 (656)

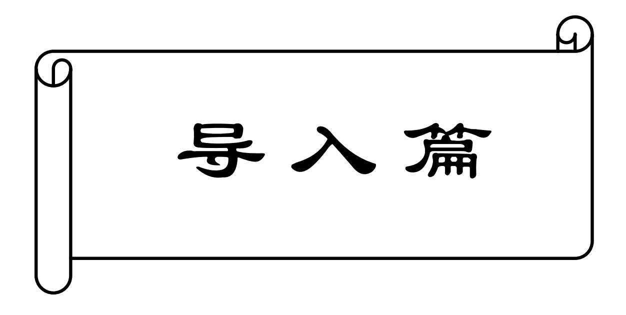
光电子器件测试中第一个校准标准 ······ 祝宁华 (659)
用基本物理常数建立国际单位制 SI 的基本单位 ······ 陆祖良 (662)
精细结构常数α是否随时间变化? ······ 徐信业 (667)
重原子核自发裂变 ······ 许　昌　任中洲 (669)
质子-中子形状退耦现象 ······ 周善贵 (671)
原子核形状相变的微观机制 ······ 周善贵 (673)
原子核三体模型 ······ 许　昌　任中洲 (675)
原子核的集团结构和集团放射性 ······ 袁岑溪　焦长峰　许甫荣 (677)
银河系星际空间中大量 ^{26}Al 核素起源的疑难问题 ······ 白希祥　柳卫平 (680)
形变原子核中的晕现象 ······ 周善贵 (682)
为什么迄今实验发现约 40 个 Λ 超核而只发现一个 Σ 超核? ······ 宁平治 (684)
同核异能态与可能的伽马激光 ······ 许甫荣　刘红亮 (686)
梯度方法能否用于求解 Dirac 方程? ······ 孟　杰　张　颖 (688)
手性原子核是否存在? ······ 孟　杰　亓　斌 (690)
是否存在描述原子核结构的统一模型? ······ 孟　杰　尧江明 (692)
弱束缚原子核与连续态 ······ 周善贵 (694)
弱束缚核反应中的多步过程 ······ 卢　飞　叶沿林 (696)
如何在坐标空间求解核物理中耦合的微分积分方程组 ······ 孟　杰　李志攀 (698)
如何由 ΛN 二体相互作用计算 Λ 超核能谱精细结构? ······ 宁平治 (700)
人类能在近期登上超重岛吗? ······ 周小红 (702)
耦合常数的解析延托方法对变形原子核的共振态是否适用? ······ 孟　杰　李志攀 (705)
年轻超新星遗迹与钛 44 ······ 陈　阳　周　鑫 (707)
聚变堆结构与功能材料的特性 ······ 王宇钢 (709)
近库仑势垒重离子反应的异常现象 ······ 张焕乔 (711)
极端丰中子中重核区核结构壳效应可能的弱化和消失 ······ 黄亚伟　许甫荣 (714)
恒星中氢燃烧的点火反应 ······ 白希祥　柳卫平 (717)
核介质下的中子耦合 ······ 吕林辉　叶沿林 (719)
核废料长期安全存储对材料有什么样要求 ······ 王宇钢 (721)
电子与原子核散射 ······ 董铁矿　任中洲 (723)
低能离子生物效应是由直接作用引起的吗? ······ 王宇钢 (726)
从 Λ 超核能谱精细结构可以提取哪些新知识? ······ 宁平治 (728)
超核中的新物理 ······ 孟　杰　吕洪凤 (730)

K 核深束缚态存在吗？ …… 宁平治 (732)
中微子质量起源问题 …… 晁　伟　邢志忠 (734)
质子自旋危机 …… 马伯强 (736)
质量起源问题 …… 朱守华　王　青 (738)
整体对称性和局域对称性 …… 张大新 (741)
原子核中相对论对称性——自旋及赝自旋对称性的物理起源 …… 孟　杰　梁豪兆 (743)
宇宙早期的 QCD 相变过程 …… 徐仁新 (745)
宇宙线中存在奇异滴吗 …… 徐仁新 (747)
有限量子多体系统平均场近似中的对称性恢复问题 …… 孟　杰　尧江明 (749)
用 AdS/CFT 对偶方法研究强子物理和强耦合夸克物质 …… 黄　梅 (751)
寻找胶子球 …… 赵　强 (753)
相对论平均场理论中引入交换项会带来什么新物理？ …… 孟　杰　张　颖 (755)
相对论核多体问题中的 pp 和 ph 相互作用能否统一 …… 孟　杰　孙保元 (757)
统一场论中的规范等级问题 …… 吴岳良 (759)
轻子味混合与 CP 破坏 …… 张　贺　邢志忠 (762)
强子作用朝前区的多粒子产生 …… 丁林恺 (764)
量子场论中的基本问题 …… 吴岳良 (766)
量子场论的严格解 …… 王　青 (768)
夸克星 …… 徐仁新 (769)
夸克和胶子是如何构成核子的？ …… 邹冰松 (771)
核子的奇异夸克反夸克不对称性 …… 马伯强 (773)
格点量子色动力学的非微扰研究 …… 刘　川 (775)
费米-杨介子存在吗？ …… 闫沐霖 (776)
对称性和对称破缺机制 …… 吴岳良 (778)
从味对称性理解费米子质量等级和味混合 …… 丁桂军　闫沐霖 (780)
超高能宇宙线中微子寻找 …… 何会海　曹　臻 (782)
超高能宇宙线中微子实验寻找振荡到 τ 型中微子的证据 …… 曹　臻 (784)
超对称存在吗？ …… 刘　纯 (786)
QCD 在有限温度有限密度的相结构及强耦合夸克物质 …… 黄　梅 (788)
QCD 的非微扰动力学 …… 吕才典 (790)
Lorentz 对称性破坏了吗？ …… 肖　智　马伯强 (792)
$\eta\to\pi^+\pi^-e^+e^-$ 衰变中的 CP 破坏及相关问题 …… 高道能 (794)

CP 破坏的起源、机制和宇宙学的关系 …… 吕才典 (796)
五夸克态是否存在? …… 马伯强 (798)
1PeV 以上宇宙线的成分 …… 朱清祺　曹　臻 (800)
真核细胞 SOS 信号通络的相应选择机制 …… 欧阳颀 (802)
细胞调控和信号途径的动力学研究 …… 成　章　王　炜 (804)
湍流反应流 …… 张　健　何国威 (806)
湍流：模型与计算 …… 唐少强 (808)
声子热传导的微观机制及低维材料的热传导规律 …… 赵　鸿　张　勇 (810)
生物分子进化的定量描述 …… 欧阳颀 (812)
能否利用随机共振机制提高弱信号接收的信噪比 …… 胡　岗　郑志刚 (814)
螺旋波动力学与心颤控制 …… 欧阳颀 (817)
轨道扩散与太阳系稳定性 …… 孙义燧　周济林 (819)
功能相关的蛋白质非线性构象变化 …… 王　骏 (821)
复杂生物系统的鲁棒性与可进化性 …… 史华林 (823)
辅助因子如何调控的蛋白质结构与动力学过程? …… 王　炜 (825)
非线性波传播的界面效应 …… 胡　岗　郑志刚 (827)
对流暖云中的湍流起伏场究竟如何影响到大云滴的生成? …… 温景嵩 (829)
球状闪电的等离子体物理模型 …… 曾　立 (831)
惯性约束聚变点火和超新星爆炸 …… 叶文华 (833)
光学超晶格中冷原子的量子态 …… 刘伍明 (835)

编后记 …… (837)

10000 个科学难题·物理学卷



宇宙学的黄金时代

Golden Era of Cosmology

1. 宇宙学是一门科学

在所有科学学科中，宇宙学是最吸引公众的学科之一。康德说过：“有两种事物，我们愈是沉思，愈感到它们的崇高与神圣，愈是增加虔敬与信仰，这就是头上的星空和心中的道德律。” 康德所指的星空，就是我们今天所说的宇宙。谁不会对宇宙之大、宇宙的过去和未来产生巨大的兴趣？因为，我们是宇宙这个有机整体中的一分子，我们的过去和未来与宇宙的过去和未来有着密不可分的联系。至于康德所说的道德律，我想对于一个在有着宗教传统的国家长大的人来说自然也是崇高和神圣的。顺便说一句，西方人对宇宙的虔敬与宗教也有关系。对于他们来说，宗教的泛道德化与一个有目的的宇宙自然是骨与肉的关系。

正因为如此，在西方所有的科普活动中，宇宙学科普成为最吸引公众的活动之一，一些非官方的基金会如邓普顿(Templeton)基金会热衷于支持宇宙学研究，尤其是与正统宇宙论有抵牾的研究。这个基金会除了自然科学还支持其他种类的研究，例如哲学与神学，以及关于世界上主要宗教的研究。1995 年，物理学家兼科普作家保罗•戴维斯(Paul Charles Davies)因《上帝与新物理学》等科普著作获邓普顿奖。最近，又有两位宇宙学家获得邓普顿奖。这些研究宇宙学的人接二连三地获得奖金很高的邓普顿奖 (2006 年的奖金是 140 万美元)，说明了这个基金会认为宇宙学是连接科学与超出科学之外的人类形而上的活动(如宗教)的桥梁。

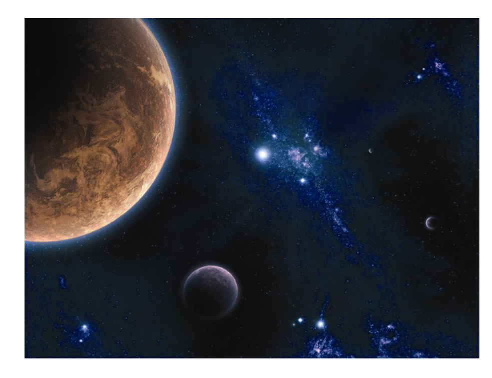


图 1　宇宙

在美国，大爆炸这个名词家喻户晓，因为大爆炸从 60 年代以来被确立成现代宇宙学的规范。近年来，暗物质和暗能量也成为流行语，至少在公众科普媒体上是这样，虽然这些名词所对应的科学概念仍是宇宙学家们的热门研究对象。宇宙正在加速膨胀，如果宇宙一直这样加速膨胀下去，宇宙的未来就是死寂，这些信息的传播会引起越来越多的公众的不安。

宇宙学也是所有学科学的人接触到的最令人怀疑、同时也最令人思索的学科。

记得我最初接触到宇宙学的时候,我深刻怀疑大爆炸到底是不是我们对宇宙学的最终认识。 作为一个学生的我当时想，我们凭什么就敢将我们目前掌握的物理学知识应用到无所不包的宇宙中去？我们凭什么假定在 1 百亿年前宇宙中的物理学规律就像我们现在获得的那样，从而推测出宇宙即使在那个时候也是一直在膨胀着，所以宇宙肯定起源于一个大爆炸？我们怎么知道在我们目力所及之外就不存在更大的宇宙？所有这些问题，随着我对物理学和宇宙学的认识不断深入，后来被我当成相当天真的问题。现在再回过头来看，有些问题并不那么天真，正是当下宇宙学家争论的一些问题。

科学是实证的，也不仅仅是实证的。我们说科学是实证的，是说科学发端于实验和观测，得到理论、预言，再通过实验和观测检验预言。科学不仅是实证的，因为一旦理论化，可以推出无限多个预言，我们不可能一一检验这些预言，我们只能相信逻辑和数学结构的一致性使得科学成为一个整体。但是，一旦某一天其中一个推论被实验否定，我们就要改进科学本身。宇宙学也如此，宇宙学是科学延伸的极致，因为宇宙学的建立依赖于对规律的极端信任。举一个重要的例子我们就明白为什么是这样：通常天文尺度非常大，我们不可能用寻常的方法测量天文距离。天文距离的测量一般是两种，一种是通过三角关系测量，即所谓的视差。当距离非常大时，我们要借助第二种方法，即找到一种被认为是亮度固定的天体，然后通过表面的亮度决定这个天体距离我们多远：就像一支具有固有亮度的蜡烛一样，我们可以通过眼中看到的亮度确定它离我们有多远，亮度越是微弱，距离我们越远。第二种测量距离的方法含有两个假定，第一是给定的天体有固定的亮度，第二是表面亮度与距离平方成反比。当距离很大时，后一个假定并不能通过寻常的方法检验。我们反过来将第二个假定变成定义，由这个方法定义出来的距离叫视距离。

物理学中有很多概念和陈述并不是我们寻常经验的推论。例如，我们在实验室实现一个极高的温度，如上万度，我们并不是用寻常的温度计来测量的，而是通过光谱。光谱本身用来决定温度其实也暗含了一些假定，例如光的波长与温度成反比，或者倒过来，在某个温度之上，温度就是通过光来定义的。很多概念的延伸都超出了寻常的经验，但是，所有这些定义必须满足逻辑的自洽性。这样，在物理学中，我们可以定义非同寻常的高温，非同寻常的极小的距离，也可以定义非常寻常的极大的距离。

宇宙学的建立，就是需要我们对这些概念的信任，这样，我们就回答了我年轻时对宇宙学的第一个质疑：我们能够相信物理学在遥远的距离之外和遥远的过去都是成立的吗？回答是，当然可以信任，虽然遥远的距离和遥远的过去本身的定义超出我们寻常的经验，但形成了一个逻辑自洽的体系。除非这个体系出现不自洽，那 时我们就得修改我们的理论，使之重新成为与观测吻合的自洽的体系。

2. 大爆炸理论

当我们说宇宙的年龄是 137 亿年左右时，我们用了宇宙在膨胀的知识。如果宇宙在过去一直在膨胀，那么追溯到过去的某个时刻，所有现在看起来很遥远的天体在那个时刻之间的距离都为零，这就是大爆炸发生的那一刻。在得到 137 亿年这个具体数字的过程中，我们还假定了宇宙中不但含有物质，还含有所谓的暗能量。暗能量使得宇宙加速膨胀，当它主导宇宙的能量成分时，宇宙真的在加速膨胀，这是目前观测到的。当暗能量的密度远远低于物质密度时，宇宙由于万有引力的作用，膨胀是减速的。这样得出的宇宙年龄和我们关于天文学的一切知识都吻合，例如宇宙的年龄不能小于地球的年龄，不能小于我们所知的年龄最大的天体。地球的年龄大约是 45 亿年，而年龄最大的天体是球状星团，它们的年龄不低于 120 亿年。

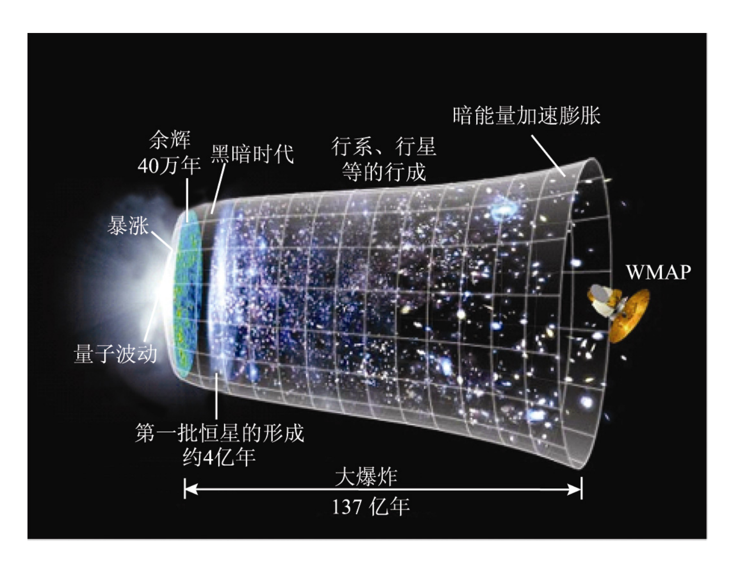


图 2　宇宙简史

经常有人问，大爆炸之前宇宙是什么样子？现在流行的看法是，在物质产生之前，宇宙经过一个剧烈膨胀时期，叫暴涨时期。这个时期非常短，大约是 10^{-30} 秒甚至更短。在这么短的时间内，宇宙在线性尺度上膨胀了 10^{26} 倍。这个时期没有直接的观测证据，但有一些间接的证据，例如，宇宙中的很多结构，如星系等，都起源于那个时期的微弱的量子涨落。暴涨时期是科学研究的另一个范例，它的存在是通过间接的方法推测的，就像早期我们通过布朗运动推测原子分子的存在一样。很多人相信，在暴涨时期之前，时间不再存在，所以我们如果问之前是没有意义的。

另一方面，研究暴涨时期的“之前”有物理意义。因为，即使时间不复存在，我们可以问取代时间的概念是什么？近年来关于量子引力的研究结果建议我们用抽

象的代数来取代几何概念，就是说，不但时间不复存在，就是空间也不存在了，时间和空间只是某种抽象概念的近似，这种抽象概念无法用寻常的图像来解释，随着研究的深入，也许有一天我们能够找到它的间接证据，就像暴涨时期有间接证据一样。在科学史上，经常会发生这样的事情，当我们将一个概念运用到极端时，这个概念被另一个更加准确的概念取代。例如，温度是一个宏观概念，当我们将这个概念应用到越来越小的体系时，我们会发现，温度会不再适用，而更加正确的概念是分子原子的运动。不过，我们现在还不能肯定暴涨之前时间和空间肯定消失了，因为还存在一些其他理论，如认为宇宙是一个周期的过程，暴涨发生之前宇宙也许是收缩的。

接下来我们自然会问宇宙到底有多大？首先我得澄清一个经常让很多人疑惑的问题，即宇宙在空间上的有限性。宇宙可以是无限的，也可以是有限的。疑惑往往产生在有限上，因为人们总是问，如果宇宙是有限的，那么会存在一个边界，这个边界之外是什么？换句话说，如果我走近这个边界，伸出手去捞一把，会捞到什么？其实解决这个问题很简单。想象你处在一个房间里，房子有四壁——不对，有六壁，如果你伸出墙外捞一把，假如你真的有穿墙的本事，你捞到隔壁邻居家里去了。可是在爱因斯坦的理论中，空间是可以弯曲的，我们可以想象将你们家的任何一堵墙和其对面的墙通过弯曲连接起来，这样就会发生一件怪事，当你的手从左边的墙伸出去的时候，它同时出现在右边的墙上，你捞到自家来了。

好了，让我们接着问宇宙有多大这个问题。宇宙学观测的手段大多是通过电磁波的接收，包括可见光、X 射线、γ射线以及微波。电磁波的传播速度是有限的，所以，我们现在看到的天体是它过去的样子，越远的天体，我们看到的样子越老。既然宇宙有一个年龄，那么我们看到最 远的天体就是最老的天体，不会超过 137 亿年。简单地换算成距离，我们现在看到的天体最远不过 137 亿光年。宇宙学家通常指的宇宙大小就是这个距离之内的宇宙。当然，真实的宇宙可能比这个人为限定的宇宙大得多，比如说，1 百亿年之后，假如人类还存在，他们看到的宇宙可能比现在的宇宙大。我们接着问，宇宙是否是有限的？目前没有这方面的证据，但有一派人认为宇宙就像一个有 12 面墙的房间，不过这个房间的每两对相对的面被黏合到一起，这就避开了外面还有邻居的问题。

还有一个情况使得我们看到的最大的宇宙是有限的，不论我们等多久我们都只能看到有限的宇宙，这是因为，距离我们很远的天体由于宇宙膨胀的关系相对我们在退行，如果这个表面退行速度超过光速，我们就永远不会看到它们，这个极限距离叫视界。现在，由于暗能量的发现，宇宙非常可能有一个视界，不论我们等多久，我们永远不会看到超过一定距离之外的宇宙，更不会看到宇宙的全部。这个可能带来一个非常深刻的问题，即在这个距离之外的宇宙那些部分，即使是无限大的，对我们也不会产生任何影响，那么，我们有必要承认它们是存在的吗？这个问题看起

来很奇怪，其实很自然。打一个非科学的比方，假如神鬼是存在的，但是他们的世界和我们的世界不存在任何交通关系，我们应该承认那个世界是存在的吗？从实证论的角度，我们完全可以说他们不存在，因为我们永远拿不到他们存在的证据。同样，视界之外的宇宙可能是不存在的，有一种理论的确认为这就是正确的答案，这个答案假定视界之内的宇宙形成一个逻辑封闭的体系：通常的物理因果关系在这个视界之内完全自给自足。

3. 宇宙学的新黄金时代

一门学科成熟的标志是研究进入误差很小的定量化阶段。仅仅是 20 年前，我们还不能说宇宙学是一门严密的学科，因为那时许多重要的宇宙学参数还非常不确定。我们可以举一个例子看看宇宙学那时是一个什么样的状况。大家都知道宇宙在膨胀，膨胀的最重要的标志是远方的天体在退行，越远的天体退行的速度越快——这就像一个膨胀的气球，气球上的任意两点之间的距离都在变大，本来距离较大的两点以较大的速度相互离开。天体和我们之间的距离每增大一倍，其退行的速度就增大一倍，这就是有名的哈勃定律。决定宇宙膨胀速度的叫哈勃常数，这个常数的测量在宇宙学史上一直是一个核心问题，20 年前的测量误差是 100%。

今天，哈勃常数的测量已经可以精确到 2%以内，具体数值大约是：距离我们有一百万光年的天体相对我们的退行速度大约是 22 公里每秒。我们可以想象，如果这个常数的测量不够准确，那么许多我们关心的数据也不会准确。例如，哈勃常数直接决定了宇宙的年龄。如果哈勃常数的精确度只有百分之百，那么宇宙年龄的准确度大约也是百分之百。这个范围太大了，如同我们说一个女孩的年龄在 10 岁到 20 岁之间。

直到 10 年以前，我们一直觉得过去宇宙膨胀的速度比现在膨胀的速度要大，而未来的膨胀速度要比现在的速度要小，所以，大爆炸发生的那一刻宇宙膨胀的速度最大。这种观念和万有引力很符合，因为既然物体之间存在的万有引力是吸引力，那么这种吸引力只能将物体之间的速度减低。宇宙学的观测手段的发展在 10 年前完全革新了我们的误信，就是说，现在宇宙的膨胀速度不是越来越小，而是越来越大。这是非常反直观的现象，最合理的解释是宇宙间除了万有引力之外，还存在着一种无所不在的斥力，是这种斥力在宇宙的尺度上克服了万有引力，导致宇宙的加速膨胀。这个革命性的结果被多种观测手段所证实，正是这些观测手段同时帮助我们精确测量了宇宙膨胀速度、宇宙年龄和其他一些重要的决定宇宙图像的物理量。我们今天要介绍的，是这些手段中的一种也是最重要的一种，测量宇宙中弥漫的微波背景辐射的微小涨落。

那么，什么是微波背景辐射？什么是微波背景辐射的涨落？这些涨落的测量又意味着什么？我们要从头谈起。1964 年，彭齐亚斯和威尔逊无意之间发现了弥漫

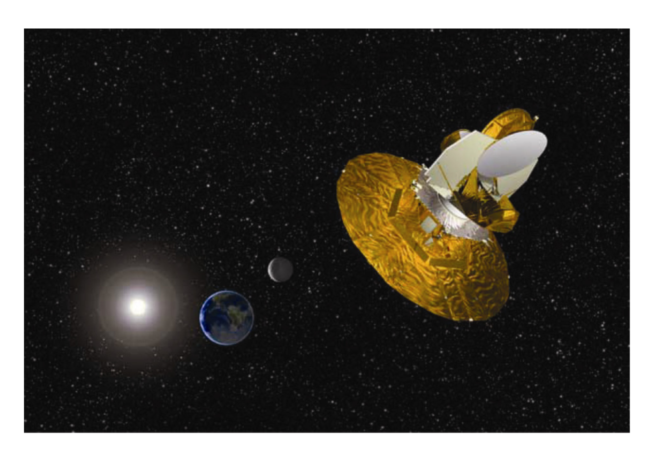


图 3　测量微波背景辐射的 WMAP 卫星

在空间所有方向的微波辐射，这种辐射对应的温度很低，后来被确认为宇宙间无所不在的微波背景辐射。微波背景辐射正是大爆炸理论预言的宇宙在大爆炸时期遗留到今天的遗迹。彭齐亚斯和威尔逊的发现是现代宇宙学的开端，他们也因此获得诺贝尔物理学奖。微波背景辐射是一种特殊的辐射，叫黑体辐射，这是有着固定温度的辐射。当天文学家将各种不同的微波探测器对准天空的深处的时候，他们发现，微波辐射的温度在天空的所有方向上几乎完全一样，都是 2.725 开尔文。这里开尔文是温度的单位，冰点的温度是 273.15 开尔文，说明微波辐射的温度远远低于冰点的温度，这说明宇宙是一个很空很冷的地方。20 世纪 90 年代初的一项实验发现告诉我们，几乎完全均匀的微波辐射有着非常微弱的不均匀性，温度的涨落只有 18 个微开尔文。换句话说，温度的涨落只有十万分之一。这个发现被授予了 2006 年诺贝尔物理学奖。授奖的一个重要原因是，这项发现再次证实了大爆炸理论，因为大爆炸理论预言了微波辐射的涨落，这种涨落是宇宙在婴儿期产生的涨落的遗迹。

大爆炸宇宙论中有一个非常重要的领域，是研究宇宙间的结构如何产生的，如恒星的起源，像银河系一样的星系的起源，以及由一些星系组成的星系团的起源，这些结构在宇宙学中统称为大尺度结构，因为涉及的尺度非常大，经常在百万光年以上(一光年是光走了一年的距离，大约是 9 万亿公里)。最初，有很多学说解释这些结构如何产生于宇宙创生的不久之后。这些学说的共同之处是假定宇宙中的一切不均匀性，包括物质组成的星系、星系团，以及微波背景辐射中的不均匀性，都来源于宇宙在极早期的原始不均匀性。爱因斯坦的引力理论告诉我们，宇宙中任何不均匀性都会导致引力的不均匀性，而引力的不均匀性也会反应在微波背景辐射中。可以说，被探测到的微波背景辐射的不均匀性虽然非常小，是宇宙留给我们的最原始的化石。

就像考古学家能够从化石的研究中发现生物的进化历史,宇宙学家也能够从微波背景辐射的温度涨落中分析出宇宙的进化历史,甚至能够帮助我们精确地测定宇宙演化的一些重要数据，例如我们前面提到的宇宙膨胀速度和加速度，宇宙年龄，宇宙中的平均物质密度，以及导致宇宙加速膨胀的一种过去闻所未闻的能量：暗能量。

美国在 2001 年 6 月发射了一颗卫星，专门用来探测微波背景辐射的涨落，就是维尔金森各向异性探测器(WMAP)。这颗质量近一吨的卫星被发射到位于太阳和地球之间的一个特殊点，叫做拉格朗日点，在这个点上，来自太阳的对卫星的引力正好抵消来自地球对卫星的引力，使得卫星相对地球静止，这个点离地球大约是 150 万公里。该探测计划的负责人是约翰·霍普金斯大学的查尔斯·本内特。这个探测器的任务就是精确测量天空上分隔 180 度至 0.25 度的任意两个方向的温度差。测量的最终结果可以用一个全天温度图来表示(其实探测到的是五个波段的微波温度，可以用三个图来表示)。经过一年的观测和半年左右的数据研究，这个研究小组在 2003 年 2 月发布了他们的重要结果。

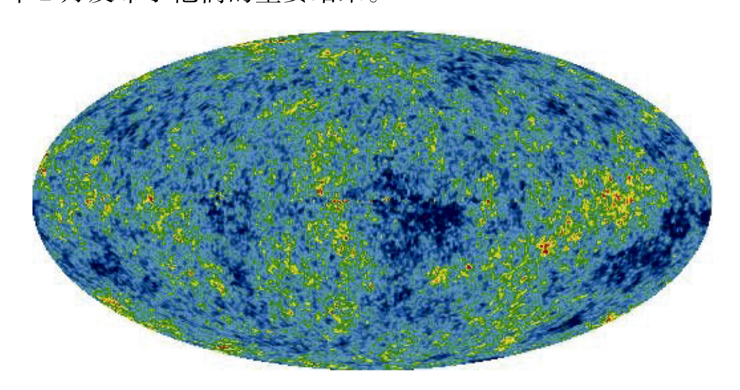


图 4　微波辐射各向异性图

此后，WMAP 又两次公布了后续观测结果，分别是 3 年观测的结果和 5 年观测的结果。WMAP 的 5 年观测结果是 2008 年 3 月初刚刚公布的。下面以及后面的几段我们简要介绍一下 WMAP 5 年观测所获得主要物理结论。宇宙在最开初的时候发生了一次热大爆炸，在此期间，所有基本粒子以接近光速的速度运动。不但如此，在热大爆炸之前，宇宙很有可能经历了一次剧烈的膨胀时期，这个膨胀时期非常短，只有 10^{-32} 秒甚至更短(作为对比，地球上最精确的时钟误差是每天 1 阿秒，即 10^{-18} 秒)。在如此之短的时间内，宇宙在尺度上膨胀了至少 10^{26} 倍。这个剧烈膨胀假说是美国人阿伦·古斯(Alan Guth)在 1979 年提出来的，当时他希望能够用这个假说解释我们看到的宇宙为什么几乎是均匀的,特别是微波背景辐射的近乎完美的均匀性。这个假说现在几乎为 WMAP 和其他实验所证实，在这些令人激动的观

测和实验之前，理论家们做了很多研究，将古斯的假说通称为暴涨宇宙论。暴涨理论不仅解释了我们的宇宙为什么能够膨胀到如此之大，还能解释宇宙中恒星、星系形成所需要的不均匀性。前面我们已经提到，这些不均匀性和微波背景辐射中的微弱不均匀性来源于同一个物理原因。而这个原因，就是暴涨时期时空的量子涨落。

在极短的暴涨期间，宇宙几乎是冷的，没有任何物质，只存在着一种奇怪的能量，其性质非常像现在宇宙间的暗能量，但暴涨期的"暗能量"密度非常大，是现在暗能量密度的 10^{100} 倍左右。在暴涨结束的时候，驱动宇宙暴涨的能量转化为粒子的能量，在这个时候，热大爆炸宇宙才真正开始，宇宙间充满了以光速运动的粒子。这些粒子包括了所有已知的粒子，还有一些未知的粒子——这就是组成暗物质的粒子。这些粒子经过核合成形成氢和氦这些轻元素，这些元素的丰度现在能够测得很准，并且我们能够通过现在的丰度推出过去的丰度，在计及丰度的演化之后。轻元素的丰度的计算也是大爆炸学说的重要证据。大约 38 万年后，宇宙中的质子和电子组成氢原子，宇宙开始变得透明，也就是说 WMAP 探测到的光子从那个时候发出的。

此后最初的恒星开始形成，最初的星系也开始形成，当宇宙还是现在的一半大小左右时，宇宙中的暗能量开始超过物质密度(包括一般的物质和暗物质)，宇宙的膨胀速度逐渐开始加速。到了今天，宇宙中的能量 72.1%左右是暗能量，其余是普通物质和暗物质，其中只有 4.6%是我们看到的普通物质，23.3% 是暗物质。剩下的不到万分之一的能量是光子和中微子。宇宙的年龄大约是 137.3 亿年，误差是正负 1 千万年。宇宙学预言了中微子背景辐射，很像微波背景辐射，但目前还没有办法直接探测到这种辐射。WMAP 可以说间接地看到了中微子背景辐射，对中微子的种类作出限制，大约有三种轻中微子(即这些中微子今天的速度接近光速)，这和粒子物理中的标准模型很接近。

4. 宇宙学帮助我们发现新物理

对于宇宙学家来说，最有意思的还不是上面的那些结果，因为那些结果和 WMAP 的三年结果相差不大。宇宙学家和理论物理学家希望 WMAP 新的结果能够帮助他们了解更多的关于暴涨时期的信息，以及了解物理学中的一些最为基本和微观的规律。自从古斯建议了暴涨宇宙的概念后，物理学们提出了很多不同的具体暴涨模型，有一百多种。作为理论家，我们非常希望实验和观测能够帮助我们在这些众多的可能性中选出一种。这个希望在现在看来还过于奢侈，但是，WMAP 已经能够排除一些暴涨模型。相比其他实验，这已经是令人乐观的进步。

暴涨宇宙论还给出更多的可能，例如，存在许多虽然在空间上和我们的宇宙是连通的区域，但那些区域中的物理定律和我们这个区域完全不同。这种可能是目前宇宙学家们争论的中心话题之一，涉及很多深刻的物理问题。第一个问题当然是，

既然物理定律是可变的，有没有超出这些物理定律之上更加普遍的定律，这些普遍定律决定类似我们的宇宙之内的物理定律，以及其他区域不同的定律？有一个可能的回答，就是弦论。但是，许多研究弦论的物理学家对这种说法很反感，因为一旦如此，我们的宇宙的物理定律就是很偶然的了，没有更加深刻的原因(爱因斯坦曾经希望物理定律可以由纯粹的逻辑来确定)。还有一个问题涉及我年轻时问过的一个天真问题：如果我们不能直接或者间接观测那些区域，我们怎么知道宇宙间的其他区域的物理定律是不同的？这样，尽管宇宙在某种意义上是多变的，甚至有着无限可能，可是从实证论的角度我们却不能确定这些可能。以上讨论的多重宇宙的图像使得某些相信宗教的宇宙学家开始讨论上帝存在的可能。老实说，这种将宇宙学带出传统科学领域的现象让我担心，换个角度，这些现象的出现也表明宇宙学又一次进入一个生机勃勃的发展时期。

回到微波背景辐射的实验。微波辐射涨落一个特殊的性质是高斯性，即涨落的大小分布是高斯分布，这是著名的钟形线分布。涨落的钟形线分布也是传统的暴涨模型所预言的。新结果中最具吸引力的发现是涨落的钟形线分布也不是绝对的，有所谓非高斯性，使得涨落的分布不再那么对称。如果这是真的，那么很多传统的暴涨模型将被排除，基于我们传统微观物理的模型基本不能解释这种不对称。对于我来说，这很可能是揭示新的物理规律的开端。事实上，研究弦论和量子引力的物理学家们早就期望微波背景辐射更加精确的测量能够为我们指出一条通向统一所有微观物理规律的道路，因为最早期的宇宙和最微观的物理有不可分割的关系。我对宇宙学的进一步实验抱有很乐观的态度，这些实验和欧洲核子中心的大型强子对撞机将会带我们进入一个新的物理学黄金时代。

WMAP 预订运转 8 年，现在已经接近 8 年，我们期待 8 年的观测结果将会带来更多的信息。欧洲太空总署 2008 年发射了一颗专用于测量宇宙微波背景辐射的卫星，这颗卫星以发现量子的物理学家普朗克(Max Planck)命名。普朗克卫星的测量精度将比 WMAP 好十倍左右，我们几乎可以肯定她将测量到偏离钟形线分布，从而促使我们不得不思考新的微观物理规律。当然，普朗克卫星也会给我们带来其他意料不到的结果。

撰稿人：李　淼
中国科学院理论物理研究所

等效原理——物理学的基本原理

Euquivalence Principle——A Basic Principle in Physics

1．等效原理的陈述

等效原理在现代物理学中之所以非常重要是因为爱因斯坦 1916 年建立的广义相对论。这个理论基于等效原理和广义协变原理这两个基本假设。

等效原理分为弱等效原理、强等效原理，甚至还有甚强等效原理。

弱等效原理又叫做伽利略等效原理,是伽利略通过对物体在引力场中运动规律的多年研究之后洞察到的一个物理学的基本原理。弱等效原理可以这样进行陈述：在地球表面(即地面)之上的同样高度的真空管中让两个不同物体(材料或重量不同)同时自由下落，在忽略管子中的残余空气的阻力并忽略地球表面弯曲的情况下，这两个做自由落体的物体将会同时落地。如果使用牛顿力学第二定律和牛顿万有引力定律来描写这两个不同物体的自由落体运动的话，那么弱等效原理又可以说成是“物体的惯性质量与引力质量之比是个与物体的材料、重量等具体物理性质无关的常数”，适当选取质量的单位之后则可以更简练地说成“物体的惯性质量等于引力质量”。

强等效原理是爱因斯坦对弱等效原理的推广[1~3]，所以又称为爱因斯坦等效原理。强等效原理是说：在引力场中的任何位置和任何时间都能找到一个“局部惯性系(爱因斯坦比喻为自由下落的电梯)”，在其中一切物理定律与没有引力场时的惯性系中的形式相同。这里说的“局部”是指在进行实验的时间和空间内引力场的不均匀性可以忽略不计(即测量仪器由于不够精确而测量不出可能具有的微小引力势梯度)。需要强调的是，爱因斯坦广义相对论的基本假设之一的等效原理不是弱等效原理而是强等效原理(它已经包含了弱等效原理)。

甚强等效原理在强等效原理的基础上把引力相互作用也包含在其中,即引力也不会造成等效原理的破坏。这可以在弱等效原理的描写中得到理解(见下面有关检验引力自能对等效原理的可能破坏)。

2．弱等效原理的历史和实验检验

提起弱等效原理的历史，一个家喻户晓的美丽故事流传了几个世纪：伟大的天文学家伽利略“在比萨大学任教的某一天中午，在比萨斜塔上两手各握一个铁球，一个 10 磅重而另一个只有 1 磅重，两手同时松开，最后这两个重量不一致的球却同时落地”。

比萨斜塔(高 54.5 米)是意大利最著名的古迹之一，它建成于 1350 年。比萨斜塔因为这个美丽的故事而更加名噪全球。但是，在伽利略的科学文献中找不到这个演示试验的任何记载，只是见诸他学生威威安妮在《伽利略传记》中的追述。

伽利略真的在比萨斜塔上做过自由落体实验吗？如果伽利略真的做这种实验其结果真的像他的学生追述的那样两个重量悬殊的铁球同时落地吗？

为了追寻这个问题的答案，在纪念相对论 100 周年的世界物理年(2005 年)，《旅游卫视》的一个栏目组到内蒙古的一座类似于比萨斜塔高度的铁塔(52 米)上演示了自由落体实验，所用两个铁球的重量(5 公斤和 0.5 公斤)也是相差十倍。但是实验显示两个金属球落地的时间相差很大。原因有三个，一是两球质心的初始高度不同；二是释放的时间有差别；三是空气对两球阻力的差别很大。这说明在日常环境下由于空气阻力而做这样的实验是不适合的。因此伽利略不可能在比萨斜塔上演示过这样的实验。但是，伽利略采用逻辑推理和实验检验相结合的研究方法所提出的新的运动理论，彻底否定了亚里士多德的运动学说，促进了现代科学的发展，却是毋庸置疑的。

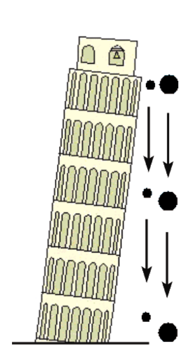


图 1　自由落体实验示意图

有文献记载的第一个进行实验的是牛顿，他洞察到可能破坏等效原理的内在因素有两种：物体的重量和物体的材料。引力与材料无关的性质是其他类型的力所没有的。牛顿用两个 11 英尺†长的单摆进行了实验：他制作了两个完全一样的盒子，在两个盒子中分别放置相同重量的木块和金块。两个盒子都用 11 英尺长的细绳悬挂起来，制成重量与形状完全相同的两个摆，它们所受的空气阻尼和摩擦力尽可能完全相同，而且还可以将两者对换。将两个盒子以相同初始幅度释放并对它们的摆动周期作了长时间观察(如图 2 所示)，观测它们的周期累积后是否存在差别。牛顿还对金、银、铅、玻璃、沙、食盐、木块、水以及小麦等材料做过大量的对比实验。通过这些对比实验，在重量相等的物体中，周期相对差别小于千分之一。如果用不同符号表示惯性质量和引力质量，单摆的周期应写为 $T=2\pi\sqrt{\frac{m_{\mathrm{I}}}{m_{\mathrm{G}}}\frac{l}{g}}$，这意味着牛顿单摆实验在千分之一的相对精度上验证了惯性质量和引力质量之比与物质成分无关这一现象。正是因为牛顿的单摆实验(单摆的周期与悬挂物体材料和质量无关，只取决摆长和当地的重力加速度)，我们才将单摆周

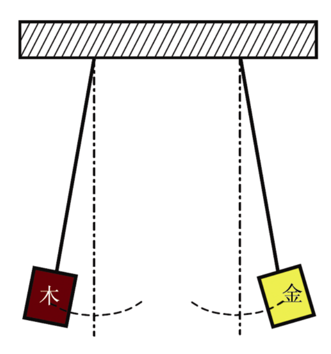


图 2　牛顿单摆检验等效原理实验示意图

† 1 英尺=0.3048 米。

期简写为 $T = 2\pi\sqrt{\dfrac{l}{g}}$ 。

(弱)等效原理有多种表述。物体在地球引力场中自由落体时，受到牛顿引力引力 $F = Gm_{\text{g}}M_{\oplus}/r^2$ 的作用，其中 m_{g} 和 $M_{\oplus}$ 分别时该物体和地球的引力质量(为了简单这里不区分主动引力质量被动引力质量)，G 是牛顿引力常数。另一方面，物体自由落体的运动由顿力学第二定律给出：$F = m_{\text{i}}a$ (m_{i} 称为惯性质量)，由此得到：

$$a = \left(m_{\text{g}}/m_{\text{i}}\right)g \tag{1}$$

其中 $g = GM_{\oplus}/r^2$ 是地球引力场在该物体处的引力加速度。这就是说，在引力的作用下，一个物体的加速度正比于引力加速度，比例系数是它的引力质量与它的惯性质量之比，等效原理是说，这个比值是一个不依赖于物体的任何物理性质和构造的普适常数，所以我们会有下面互为等价的不同表述：①可以适当选取质量和重量的单位使得普适常数成为一，所以我们可以把弱等效原理说成是“惯性质量等于引力质量”；②一切物体无论它们的重量和材料如何，在给定的外部引力场中都具有相同的自由落体加速度；③对方程(1)求解可以得到检验物体在外部引力场中的运动轨迹，所以弱等效原理可以更为严格地表述成：只要给定初始位置和初始速度，那么一个检验物体在外部引力场中的运动轨迹就与它的重量和材料无关。

狭义相对论的质量–能量关系式 $E = m_{\text{i}}c^2$ (m_{i} 是惯性质量，c 是真空光速，E 是能量)表明任何类型的能量都有其相应的惯性质量。具体地说，物体由分子、原子组成，原子由原子核和电子组成，原子核由中子和质子组成，中子和质子又由夸克组成……。不同层次的结构具有不同的势能。这就是说，物体的能量 E (和相应的惯性质量 m_{i})与其内能有关，也就是与材料有关。一定的惯性质量 m_{i} 又相应地有一定的引力质量 m_{g} 。因此，一般说来方程(1)中的比例系数 $m_{\text{g}}/m_{\text{i}}$ 可能会因物体材料的不同而不同，即不同的材料在外部引力场中可能会受到不同的新型作用力。因此，寻找等效原理的可能破坏也就是寻找新类型作用力，其重要的科学意义不言而喻。

检验弱等效原理的实验通常是测量两个不同材料的物体在引力场中的加速度的相对变化率 η ，即两物体的加速度之差 $\left(a_1 - a_2\right)$ 除以两物体的平均加速度 $\left(a_1 + a_2\right)/2$ ，用公式(1)可以推出：$\eta = \dfrac{\left(a_1 - a_2\right)}{\left(a_1 + a_2\right)/2} = 2\dfrac{\left(m_{\text{g}}/m_{\text{i}}\right)_1 - \left(m_{\text{g}}/m_{\text{i}}\right)_2}{\left(m_{\text{g}}/m_{\text{i}}\right)_1 + \left(m_{\text{g}}/m_{\text{i}}\right)_2}$ 。不同精度的实验都没有测量到等效原理的破坏[2]，其中最高精度 10^{-13} 的实验是最近用转动扭称获得的[4]。

在众多实验中，值得一提的是第一个高精度的等效原理实验检验，这是匈牙利科学家 Eötvös(1848~1919 年)在 19 世纪末和 20 世纪初利用扭秤完成的。1890 年左右，Eötvös 是为了响应哥廷根大学的一个征奖活动，开始了他对惯性质量和引力质

量相等的实验研究，尽管这个奖当初打算授予的是理论研究而不是实验研究，但是评奖团因为 Eötvös 的创新性实验设计而最终将该奖授予了他。扭秤等效原理实验检验原理示意图如图 3 所示，一根悬丝悬挂一根细杆，细杆两端连接不同材料的两个重物，例如，铜和铂，这一个装置称之为扭秤。当两个重物受到的水平方向外力不相等时(即秤杆受到外力矩时)，会使得悬丝发生扭转，该扭转角度可通过望远镜精密测量。在地球上的观察者看来，这两个重物分别受到了地球的引力和由于地球转动而引起的离心力，当两个重物的惯性质量和引力质量之比不相等时，作用在秤杆上绕悬丝的合力矩将不相同，从而引起悬丝发生偏转。Eötvös 通过将整个实验装置绕垂直轴(悬丝)旋转 180°比较秤杆的偏转角度便可以检验出两个重物的惯性质量与引力质量之比是否相同。

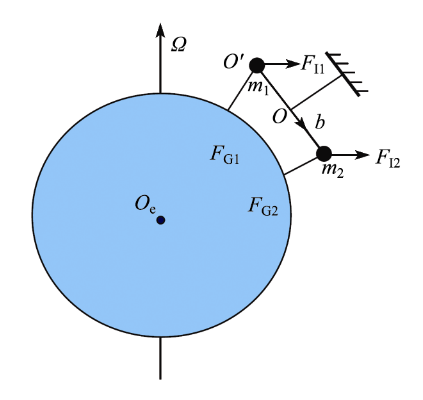


图 3 扭秤法等效原理实验检验原理示意图

Eötvös 等通过长达 30 多年的实验研究，最终结果表明：在 10^{-9} 相对精度内惯性质量和引力质量是相等的，二者之比与物体的材料无关。Eötvös 高精度的实验结果极大促进了人类对这一问题本质的深刻认识，而且该扭秤技术的应用极大地推动了地球重力梯度测量和资源勘探，Eötvös 制作的扭秤是人类第一台重力梯度仪。正是因为 Eötvös 的研究工作，重力梯度的单位被命名为 E，匈牙利一所大学也改名为 Eötvös Loránd 大学，以纪念这位伟大的实验物理学家对人类科学发展的贡献。后来 Dicke、Braginski 和 Adelberger 等人进一步改进扭秤实验装置和测量方案，将引力质量与惯性质量之比是否依赖于物质组分的检验精度提高到现在的 10^{-13} 水平，这几乎是地面方法的极限。表 1 给出了有关检验弱等效原理的主要实验情况。

为了统一四种基本相互作用力，人类提出了许多超越爱因斯坦广义相对论的理论，例如引力规范理论、超弦理论以及其他高维理论等，这些理论预言了新的物理效应和新的相互作用力，其中包含了等效原理的破坏。因此，物理学和天文学的发展(包括理论和实验观测两方面需求)都要求在更高精度上检验等效原理的正确性。

表 1　等效原理的实验检验

实验者	精度	实验方法
Philiponus, 500 (?)	低	自由落体
Galileo, 1590 (?)	10^{-2}	自由落体
Newton, 1686	10^{-3}	摆
Bessel, 1832	10^{-5}	摆
Potter, 1923	10^{-6}	摆
Eötvös, 1922	10^{-8}	扭称
Dicke et al., 1964	10^{-11}	扭称
Braginskii, Panov, 1972	10^{-12}	扭称
Keiser & Faller, 1981	10^{-10}	流体支撑
Niebauer et al., 1987	10^{-10}	自由落体
Adelberger, 1990	10^{-12}	扭称
S. Schlamminger et al., 2008	10^{-13}	转动扭称

要想再提高精度就必须在卫星上进行实验。因而等效原理的卫星检验计划筹备了多年。例如，早在 1970 年就提出了卫星检验等效原理的概念和方案。图 4 给出了空间等效原理实验检验原理示意图。其原理与伽利略比萨斜塔实验原理相同，安装在航天器内部的两个检验物体在地球引力场中自由下落，如果等效原理不成立，意味着二者在地球引力场中下落加速度不同，那么二者因其绕地轨道的不同而逐渐分离，通过测量二者之间距的变化来检验等效原理。相对地面检验而言，空间检验主要优势有：①自由下落时间长，可以对信号进行累积，提高实验检验精度；②避免了地面振动的影响。1972 年美国斯坦福大学研究小组提交了第一个空间等效原理实验计划 STEP，该计划旨在 10^{-18} 精度内检验等效原理(但是这项计划几年前已经被搁置)，随后类似的空间等效原理计划如 MiniSTEP，GeoSTEP，GG 和 MicroSCOPE 等被相继提出。其中只有法国的小型卫星(MicroSCOPE)计划已经实施并准备于 2010 年发射，拟在 10^{-15} 精度上检验弱等效原理[5]。

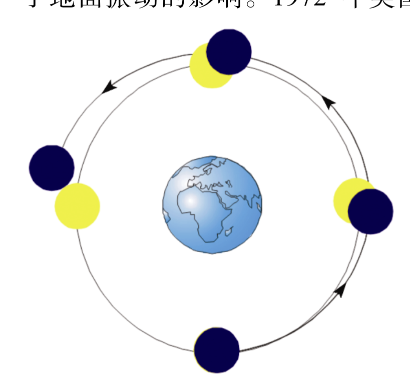


图 4　空间等效原理检验原理示意图

3. 甚强等效原理的实验是检验引力自相互作用对等效原理的可能破坏

上述实验所用物体都是宏观物体，引力自能太小。要想检验引力自能对等效原理的可能破坏需要用天体：如果引力自能造成等效原理的破坏，那么地球和月球在太阳引力场中的自由落体加速度会不同，月球绕地球运动的轨道就要有畸变。

这种用天体系统检验等效原理的设想最早是牛顿提出来的；后来(1825 年)拉普拉斯研究的“地-月”系统最适合于用来做这种检验，他得到 $\eta < 2.9\times10^{-7}$ 。

1969~1973 年期间，人类在月球上安放了 5 个角锥反射镜，其中 3 个分别由美国“阿波罗 11”、“阿波罗 14”、“阿波罗 15”放上去，另外两个由前苏联“月神 17”和“月神 21”(无人驾驶月球登陆车)放上去。自从 1976 年以来，一直通过地面站与月球上安装的角锥反射镜精确测量月地之间的距离,这就是所谓的月球激光测距(LLR)。到 2004 年积累将近 30 年的 LLR 数据表明，地月之间距离变化不确定度在 2cm 以内,将这一不确定全部归于地球和月球的惯性质量与引力质量之比不相等所引起，二者之差也只有 $(-1.0\pm1.4)\times10^{-13}$，或者说[6]：$\eta<10^{-13}$,即在 10^{-13} 的精度上没有发现等效原理的破坏。

4. 爱因斯坦(强)等效原理的实验检验可以分为 3 种类型[2]

弱等效原理的检验、局部罗伦兹不变性的检验、局部位置不变性的检验。强等效原理之所以一定包含弱等效原理是因为自由下落的电梯无论它是用何种材料建造的都必须具有相同的自由落体加速度才能被看做是“局部惯性系”。第二类是验证“局部惯性系”中狭义相对论的正确性。第三类包括引力红移实验和非引力的基本常数的普适性测量：精确的引力红移实验大多是在 20 世纪六七十年代做的，结果都与广义相对论预言符合；非引力的基本常数包括精细结构常数、弱相互作用常数、强相互作用常数、电子/质子的质量比等，其数值可能与时间有关的猜测起源于狄拉克。观测这种可能的变化要在宇宙的时间尺度进行,最近有报道说精细结构常数在宇宙早期的数值比今天的数值略小,这一新结果对等效原理有何影响还有待进一步研究。近年来,极高精度冷空间原子钟技术的发展为上述第三类的空间实验带来了希望。

5. 微观粒子的等效原理

上面的实验使用的都是宏观物体。自然的问题是：微观粒子是否满足等效原理？由于微观粒子(在低速情况下)需要用量子力学来描写，这会面临一些概念性问题。从 20 世纪 60 年代以来,人们就在理论和实验两个方面对微观粒子在引力场中的自由落体运动进行了许多研究。当实验相当困难，精度也较低。1976 年中子自由落体实验的精度只有 $\eta\leqslant3\times10^{-4}$；近年来,冷原子干涉仪技术为极高精度的实验提供了基础[7,8]，预计精度高达 10^{-15},甚至 10^{-17}。另外，微观粒子的自旋与地球引力场(地球自转)的耦合可能对等效原理的影响也在理论上开始了研究[9]。

6. 宏观物体的转动与等效原理：既然微观粒子的自旋与引力场存在耦合，那么宏观物体的转动同样有可能与引力场进行相互作用

第一,这种相互作用可能会使自由落体的陀螺改变它的自转方向,广义相对论预言了这种效应(当然，这种效应与等效原理无关)。美国的物理学家用了 40 年的时间准备用卫星上的陀螺检验这种效应(称为 GP-B 计划),并已于 2004 年发射到地

球的极轨道上[10]。

第二种效应是对等效原理的破坏：在地球引力场中，一个转动物体的自由落体与一个无转动物体的自由落体会有不同的质心加速度(见图 5)。广义相对没有预言，但是有挠率场的引力规范理论(它是一种更广泛的 Einstein-Cardan 型理论)预言了这种效应：无论是具有自旋的微观粒子还是具有转动的宏观物体在引力场中的运动都会偏离测地运动，即破坏等效原理[11]。在地面实验室已经使用两个真空管进行了这类实验的观测：一个真空管中自由落体的陀螺高速旋转，另一个真空管中的自由落体陀螺没有旋转，结果表明，在 10^{-7} 的精度内等效原理成立[12]。由于机械陀螺的摩擦力难于克服，高精度的实验需要在空间卫星上使用陀螺-加速度计进行，有关的空间实验还处于规划之中。

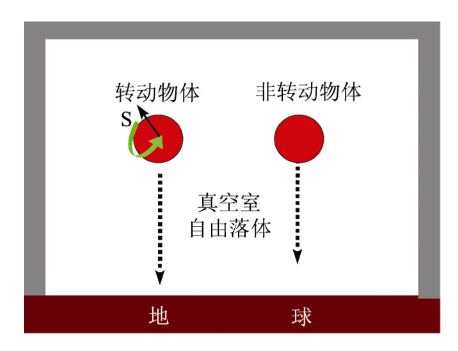


图 5　同样材料制成的旋转物体与非旋转物体在引力场中的自由落体

参 考 文 献

[1] 爱因斯坦 A. 广义相对论基础. //爱因斯坦论著选编. 上海: 上海人民出版社, 1973. 36.

[2] Will C M. Theory and experiment in gravitational physics. Cambridge: Cambridge University Press, 1993.

[3] 温伯格 S. 引力论和宇宙论：广义相对论的原理和应用. 邹振隆等译. 北京: 科学出版社, 1980.

[4] Schlamminger S, Choi K Y, Wagner T A, Gundlach J H, Adelberger E G. Test of the equivalence principle using a rotating torsion balance. Phys Rev Lett, 2008, 100: 041101.

[5] http://microscope.onera.fr/mission.html.

[6] Williams J G, et al., Progress in lunar laser ranging tests of relativistic gravity. Phys Rev Lett. 2004, 93: 261101.

[7] Fray S, Diez C A, Hansch T W, Weitz M. Atomic interferometer with amplitude gratings of light and its applications to atom based tests of the equivalence principle. Phys Rev Lett, 2004, 93: 240404

[8] Dimopoulos S, Graham P W, Hogan J M, Kasevich M A. Testing general relativity with atom interferometry. Phys Rev Lett, 2007, 98: 111102.

[9] Silenko A J, Teryaev O V, Equivalence principle and experimental tests of gravitational spin effects. Phys Rev D, 2007, 76: 061101.

[10] http://einstein.stanford.edu/.

[11] 郭汉英, 吴咏时, 张元仲. 科学通报. 1973, 18: 72.

[12] Zhang Y Z, Luo J, Xie Y X. Gravitational effects of rotating bodies. Modern Phys Lett A, 2001, 12: 789; Luo J, Nie Y X, Zhang Y Z, Zhou Z B. Null result for the violation of equivalence principle with free fall rotating gyroscopes. Phys Rev D, 2002, 65: 042005; Zhou Z B, Luo J,

Yan Q, Wu Z G, Zhang Y Z, Nie Y X. New upper limit from terrestrial equivalence principle test for extended rotating bodies. Phys Rev D, 2002, 66: 022002.

撰稿人：张元仲[1] 罗 俊[2]
1 中国科学院理论物理研究所
2 华中科技大学物理系

牛顿反平方定律及其实验检验

Newtonian Gravitational Inverse-Square Law and Its Test

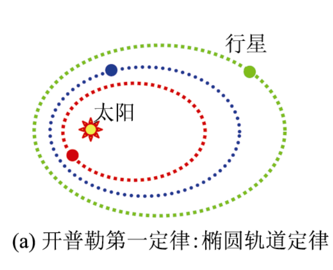
1. 问题由来

16 世纪丹麦天文学家第谷对行星绕日运行作了长年累月的观测，他去世后德国天文学家开普勒整理并分析了第谷 20 年的观测记录。在哥白尼日心说的思想指引下，开普勒发现了行星围绕太阳沿椭圆形轨道运行的轨迹，提出了著名的行星运动三大规律，即开普勒三定律。这个发现不仅为经典天文学奠定了基础，更重要的是导致了牛顿万有引力定律(或称牛顿反平方定律——Newtonian Inverse Square Law，简称 ISL)的发现。

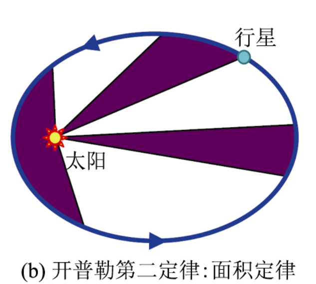
开普勒三定律于 1609 和 1619 年分两次发表，第一定律又称椭圆轨道定律，表述为：所有行星分别沿不同大小的椭圆轨道绕太阳运动，太阳处于椭圆的一个焦点上(如图 1(a)所示)。第二定律又称面积定律，表述为：在行星运动时，连接行星和太阳的直线在相等的时间内永远扫过同样大小的面积(如图 1(b)所示)。第三定律又称周期定律，表述为：行星公转周期的平方与它们轨道半长轴的立方成正比。开普勒曾经指出，遵循他的三大运动定律的行星一定受到了来自太阳的某种力的作用，但是他不能指出这是一种什么性质的力，以及这种力和地面上使物体运动发生改变的力是不是同一种力。关于地面上物体运动的力学规律是由与开普勒同时代的伽利略建立的，伽利略通过著名的斜面实验，建立了落体定律与惯性定律，并明确指出物体的速度无需外力维持，但外力可以改变物体运动的速度，即产生加速度。17 世纪中期的科学家们所考虑的一个重要的问题就是：如何在伽利略的地面物体运动定律和开普勒的天体运动定律之间建立某种联系？

牛顿的伟大在于完成了这种构筑桥梁的工作，他认为维系行星运动的力与地面上使物体改变运动速度的力是同种性质的力。牛顿首先在伽利略等人工作的基础上，总结出了物体运动的三个基本定律，即惯性定律(如果没有外力的作用，物体将保持静止或匀速直线运动状态)、加速度定律($F = ma$)和力与反作用力定律；然后，他把地面物体的力学和天体力学统一到一个基本的力学体系中，提出了万有引力定律，并创立了经典力学理论体系，这是人类对自然界认识的一次飞跃。从此，人类有了“苹果树”的传说。

根据牛顿的个人回忆，他在 1666 年开始想到把地球引力延伸到月球轨道，而且由开普勒第三定律推导出：使行星维系于其轨道上的力，必定反比于它们到其环绕中心距离的平方。牛顿并没有急于发表他的引力理论，直到 1687 年，才出版了



(a) 开普勒第一定律:椭圆轨道定律



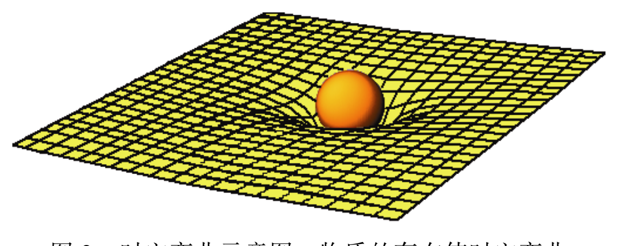
(b) 开普勒第二定律:面积定律

图 1　开普勒行星运动定律示意图

他的名著《自然哲学之数学原理》。

在牛顿万有引力理论提出之后的近 300 年时间内，几乎没有哪个理论可以在预言的精度上和它相比。天体力学对于大行星位置的预言与观测相符的程度达到几个角秒，而海王星和谷神星的发现则是这一理论精确语言的最好证明。但是，牛顿理论并不是完美无瑕的。由反平方定律描述的引力是一种超距作用：一个质点对另一个质点的引力作用是直接和瞬时的，即使另一个质点并没有和它接触。牛顿曾对这种遥远物体“幽灵般”的超距作用感到十分忧虑。在实验方面，牛顿理论碰到的第一个困难就是对内行星近日点运动的预言与观测值存在微小偏差。对于水星，每百年近日点多余的进动值达 43″。这一很小的偏差是法国天文学家勒威耶(Leverrier)于 1845 年通过计算最先得出的，这使美国天文学家纽科姆(Newcomb)在 1895 年曾一度怀疑牛顿反平方定律的严格性，直到爱因斯坦创立了广义相对论，水星近日点的进动问题才得到圆满的解释。

爱因斯坦从一个全新的时空观来研究引力问题，并于 1916 年创建了广义相对论。广义相对论的基本原理之一是等效原理：在引力场中，在时空的任何一点都可以找到一个局部惯性系，物理规律在这个局部惯性系中与没有引力场时完全相同。爱因斯坦本人更喜欢将引力比喻成局部加速所引起的结果。广义相对论采用了几何的语言，用时空弯曲来描述引力。引力的根源是物质，物质的存在会造成时空的弯曲(如图 2 所示)。在我们的太阳系中，时空的弯曲是很微弱的，其广义相对论引力效应也很小，利用牛顿万有引力定律描述行星运动具有足够的精度。因此，广义相对论的弱场近似可以回到牛顿万有引力定律。


图 2　时空弯曲示意图：物质的存在使时空弯曲

支配引力相互作用的牛顿反平方定律可表示为 $F = Gm_1m_2/r^2$(相距为 r 质量分别为 m_1 和 m_2 的两个质点间的引力。直到现在，人们对引力常数 G 了解得仍不十

分精确。有些常数，如电荷 e 和普朗克常数 h 的值有 7~8 位有效数字，而 G 的值只有 4 位有效数字。G 的精确测量是非常困难的：天体力学虽然能高精度地测量行星的轨道，但并不能直接确定 G 的值，而只能确定 G 和行星质量 M 的乘积的大小，要确定 M 的值还必须对引力常数 G 进行独立的测量；在实验室范围内，用于测 G 实验的物体其质量能够精确知道，但其引力效应非常微弱。尽管如此，到目前为止国际上对 G 值的高精度测量结果仍然是在实验室测量中给出的。长期以来，人们一直在问，G 真的是一个不变的常数吗？ 1937 年，狄拉克首次提出了 G 随时间变化的一种可能的理论。20 世纪 70 年代，日本学者 Fujii 和美国学者 D.R.Long 开始研究了 G 可能随距离变化的问题。这种“变引力常数”理论实质上意味着牛顿引力反平方定律不再严格成立，而应存在微小“偏离”。

一个简单的检验牛顿引力反平方定律的办法是比较不同的实验者测定的 G 值。这些实验多数是采用精密扭秤进行的。如果物体之间的牛顿引力偏离反平方定律，则 G 的测定结果会取决于扭秤的大小及其检验质量之间的相对位置。然而，鉴于 G 的测定中有相当大的实验不确定性，不同实验结果的比较对反平方定律并没有给出严格的限制，为此应该专门设计实验来检验牛顿反平方定律。虽然早在 1798 年卡文迪许就声称他在测 G 实验中同时检验了反平方定律，但他并没有给出任何细节。直到 1895 年，美国学者 Mackenzie 第一个公开报道了他进行的牛顿反平方定律的实验检验，他采用扭秤在 30~70mm 的距离范围检验牛顿反平方定律，在 1% 误差内证明牛顿反平方定律是成立的。而真正引起人们对检验牛顿反平方定律的广泛兴趣的是 D.R.Long 于 1976 年用实验检验他的“变引力常数”理论，并宣称测到了牛顿反平方定律的偏离。Long 测量了不同间距下 G 的值，虽然 Long 的实验结果被后来的诸多更高精度的实验否定了，但却使国际上关于 G 与距离的关系及牛顿反平方定律的严格性问题的研究活跃了起来。特别是最近几年，理论物理学的发展使一些科学家认为，在非常微小的尺度上，引力与距离的平方反比定律有可能不成立。因此，在微小尺度上对牛顿引力反平方定律进行更加精密的实验检验，成为非常受关注的研究课题之一。

2. 偏离反平方定律的理论模型

物理学最基本的目的之一是寻求自然界物质运动的统一规律。按照现代物理学的观点，支配物质世界各种运动现象的力可归结为四种基本相互作用，即引力相互作用、电磁相互作用、强相互作用和弱相互作用。四种基本相互作用的最终统一描述是物理学的重大、前沿科学问题之一。在这四种基本相互作用中，引力作用是所有物质之间都存在的一种相互作用，也称为万有引力。由于引力常数 G 很小，对于通常大小的物体，它们之间的引力是非常弱的。从牛顿万有引力定律的提出到爱因斯坦广义相对论的创立，人们一直无法解释为什么引力比其他相互作用弱得多。

因而更深入地研究引力的基本性质，是推动“统一理论”发展的重要步骤。物理学家们也开始突破原有的理论框架，认真思考牛顿反平方定律的成立范围。

弦理论与额外维模型：弦理论起源于 20 世纪 60 年代的强相互作用研究，在弦理论中，人们抛弃了基本粒子是点粒子的假设而代之以基本粒子是一维弦。弦可以是闭合的(闭弦)，也可以是打开的(开弦)，自然界中各种不同粒子都是一维弦的不同振动模式。自然界中所发生的一切相互作用，都可以用弦的分裂和结合来解释。毫无疑问，将四种基本相互作用力自然地统一起来是弦理论最吸引人的特点之一，如果弦理论为实验所证实，将从根本上改变人们对物质结构、时间和空间的认识。

我们目前认知的世界有三个空间维和一个时间维，合起来是一个四维时空。虽然弦本身很简单，只是一根极微小的线，但是当一根弦在时空中移动时，它就没那么简单了。

除了我们生活的三维空间之外，可能还有更多的额外空间，我们不能直接“看到”它们，很可能是因为那些额外维的空间尺度太小。这里可以用一根电缆作为例子来解释额外维。对于一根长电缆，当我们从远处看它时，它就像是一维的线。如果我们走近电缆，就会看到电缆像一个长的圆柱体，它的表面是二维的。如果电缆表面还有一只可爬行的蚂蚁，则蚂蚁既可以沿电缆的长度伸展方向运动，也可以绕着电缆表面作圆圈运动。虽然从远处来看，我们只能看到电缆伸展方向的一维，但从近处来看，我们还可以看到绕着电缆表面的那一个圆圈维。这个例子表明了空间维度的一个微妙而又重要的特征：空间维有两种，它可能很大延伸得很远，能直接显露出来；它也可能很小，是卷缩了的紧致维，很难看出来。

我们的宇宙既有像电缆在长度方向延伸的、大的、容易看到的普通的三维空间，也可能有像电缆表面在横向上的圆圈那样的蜷缩的额外维，即使我们利用最精密的仪器也不能探测它们。现在最大的粒子加速器能探测到 10^{-16}cm 的结构，而弦理论认为卷曲的额外维大小只有普朗克尺度 $R_{\rm P}=\sqrt{G\hbar/c^3}$=$1.6\times10^{-33}\,\rm cm$ 。要发现这些普朗克尺度的额外维，目前的粒子加速器是远远不可能达到的。

受弦理论启发，最近物理学家意识到额外维的尺度有可能会很大，甚至会大到亚毫米尺度，利用它能够解释粒子物理学中存在已久的等级问题(hierachy problem)，即弱电能标($\sim 1\rm TeV$)和普朗克能标($\sim 10^{16}\rm TeV$)间的巨大差异。这两个能标在实验证实方面存在一个重要的不同点：人们已经完成了弱相互作用和电磁相互作用的统一，弱电能标是已经确立的实验事实，如今粒子加速器的能量刚好达到这一量级。反观普朗克能标，与之相联系的牛顿反平方定律只被验证到毫米尺度，这与普朗克尺度相差 32 个量级。考虑到这一事实，美国学者 Arkani-Hamed 等人通过假定大尺度的额外紧致维提出了所谓的 ADD 模型。这一模型认为我们生活的时空是 4+n 维，其中 4 代表通常意义上的时空，n 代表额外紧致维空间的维数。当通常

的空间距离远大于紧致维空间的尺度 R_n 时，牛顿引力的反平方定律成立，当空间距离接近于紧致维空间的尺度 R_n 时，则牛顿引力的反平方定律不再成立。这样，等级问题可在 $4+n$ 维时空下得到解决，引力与其他 3 种相互作用在弱电标度下统一起来，自然界只存在一个基本作用标度，即弱电标度。从实验上来看，由于弱电作用在弱电尺度下已有很强的实验支持，因此弱电作用应被限制在通常的 4 维时空中，即在标准模型中，粒子不能进入 n 维紧致空间，只有引力相互作用可以在 $4+n$ 维全空间中自由传递。

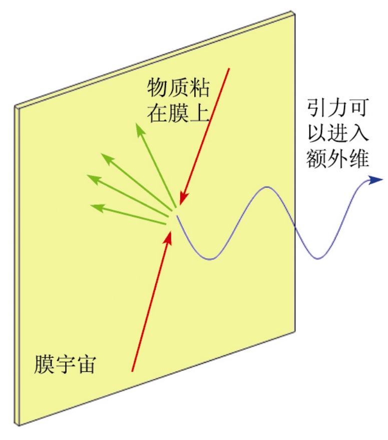


图 3　我们的宇宙可能存在于额外维空间里的一面墙或膜上，所有已知的粒子和力(除引力之外)都粘在 4 维膜上，只有引力线可以进入额外维

ADD 模型对引力与其他相互作用相比为何显得如此之小(例如对于氢原子，原子核和电子间的万有引力与它们之间库仑力的比值约为 10^{-39})给出了一个自然的解释：因为引力可以在额外维中传播，绝大部分“引力线”漏到额外维中去了，从而使得引力看起来显得很弱。图 3 为高维空间的示意图，我们的宇宙可能粘在额外维的空间里的一面“墙”上，标准模型中的电子、质子、光子和所有其他粒子不能进入额外维，只有引力场线能够延伸入额外维。进一步的计算可以给出额外维尺度 R_n 的量级，在 $n=1$ 时，$R_1 \sim 10^{13}$cm，这一尺度约为太阳系的尺度，天文观测表明在这一尺度下支撑着天体运动的牛顿反平方定律是成立的。因此 n 不可能为 1。当 $n=2$ 时，$R_2 \sim 0.3$mm，即在两个额外维的情况下，ADD 模型预言牛顿反平方定律会在亚毫米范围出现偏差，虽然已有的引力反平方定律的实验一般只验证到毫米距离以上，但最近有关亚毫米距离下的反平方定律的实验检验已经有了一些初步结果。

3. 目前实验概况

实验检验牛顿反平方定律大致可以分为两类，一是与物质组分无关的力的检验，检验牛顿引力的反平方属性；二是与物质组分有关的力的检验，检验是否存在与物质成分相关的新的相互作用。在零结果的情况下，有关验证牛顿反平方定律的实验结果通常以 α-λ 曲线给出，其中 α 为偏离牛顿引力的相对强度，λ 为非牛顿力的特征长度(作用程)。针对不同的作用程，人们可以根据行星或卫星轨道、地球物理和实验室测量等多种观测手段来给出对 α 和 λ 的限制。

在太阳系尺度下反平方定律的检验可通过行星的轨道观测给出。人们利用雷达测距方法已经精确测量出了水星、金星、火星和木星等的轨道参数，雷达测距数据

加上传统天文观测到的轨道周期数据验证了开普勒定律,从而检验了牛顿反平方定律。1988 年，美国学者 Talmadge 分析了水星、金星、火星和木星的数据后给出，在作用程$\lambda \sim 10^{13}$cm 时，$|\alpha|<10^{-9}$。类似的检测也可以对月球或人造卫星环绕地球的轨道进行。

对于作用程在厘米范围内的牛顿反平方定律检验,一般可在实验室中利用扭秤检测。1980 年，美国 California 大学物理学家 Newman 的实验小组设计了一个精巧的实验(如图 4 所示)，利用扭秤测量一个长圆筒内部的引力场，当且仅当反平方定律成立时，这个圆筒对它里面的小检验质量所施加的引力严格为零(如果引力完全满足反平方定律，则无限长圆筒内部的引力场强为零，类似于静电学中的库仑反平方定律一样)，与检验质量的位置无关。在这个实验中圆筒被前后移动，以发现当小检验质量接近筒壁时，是否受到任何力的作用。在实验误差范围内没有发现任何可探测的力，这就对牛顿反平方定律设定了一个限制，当$\lambda = 2$cm 时，$|\alpha|<0.0002$。在厘米作用程下，这一限制至今仍是最严格的。图 5 给出了作用程$\lambda > 1$cm 时的牛顿反平方定律实验检验结果。

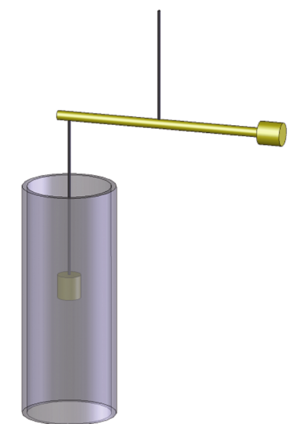


图 4 Newman 小组的实验装置示意图(在长圆筒内悬挂一个小检验质量的扭秤)

在亚毫米作用程范围，目前已进行的牛顿反平方定律检验通常采用微悬臂梁和精密扭秤，国际上几个最好的实验结果如图 6 所示。到目前为止，还没有任何令人确信的证据证明牛顿反平方定律是不成立的。新的结果，更强的限制

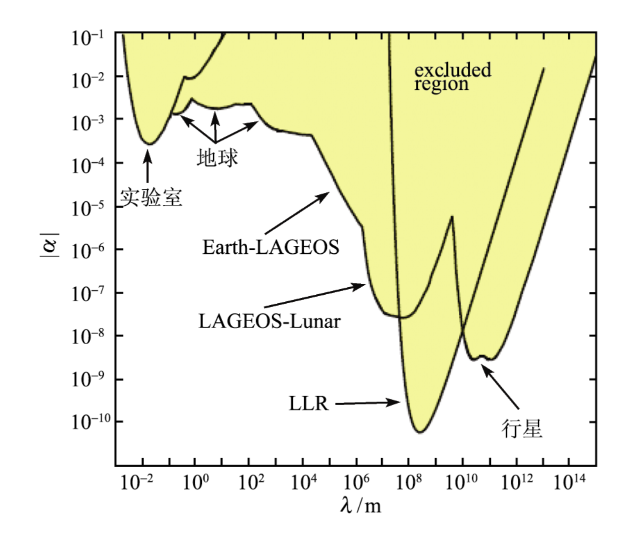


图 5 $\lambda > 1$ 厘米时非牛顿引力实验检验结果的 α-λ 曲线(Adelberger，2003)

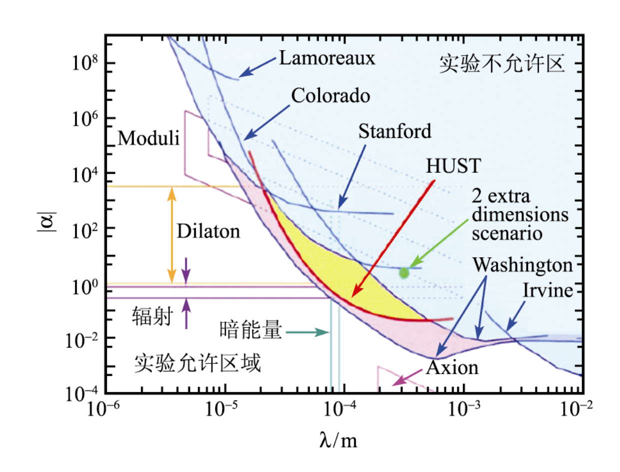
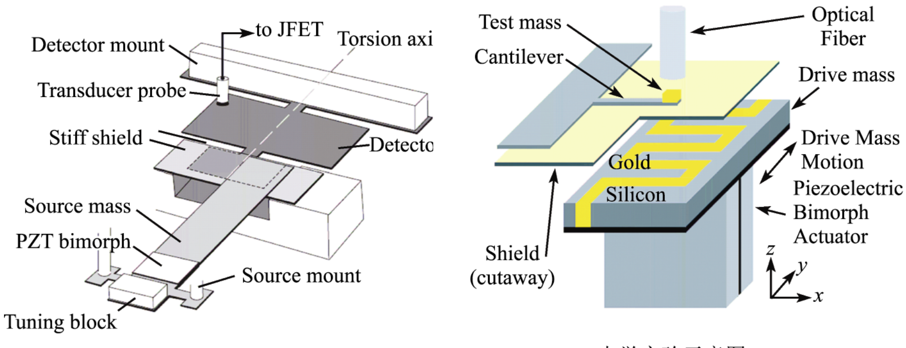


图 6　亚毫米范围内非牛顿引力实验检验结果的 α - λ 曲线(Tu，2007)

有待于实验精度的进一步提高。

2003 年，美国 Colorado 大学的 J.C.Long 等人采用微机械振荡器在 100μm 作用程范围检验牛顿引力反平方定律的正确性，该结果发表在 *Nature* 上。实验设计如图 7(a)所示，检验质量是 250μm 厚的钨薄片，源质量是 4cm 长的微悬臂梁，在 PZT 的推动下以探测器的共振频率(1kHz)上下运动。探测器由两个同轴共面的矩形组成，可绕该轴自由扭转。源质量与检验质量之间插入 60μm 厚的蓝宝石镀金薄膜以屏蔽静电影响，由此也限制了实验的最小间距(很难达到 100μm 以内)，最终他们在 108μm 的尺度下验证了牛顿反平方定律的正确性，实验结果如图 6 所示(其中的 Colorado 曲线)。该实验的最大特点是高频共振可以消除部分背景噪声的影响，但是由于源质量与检验质量之间可能的寄生机械耦合需要采用多级隔振系统，且该实验中灵敏度的进一步提高受到电磁、声以及背景振动噪声的严格限制。

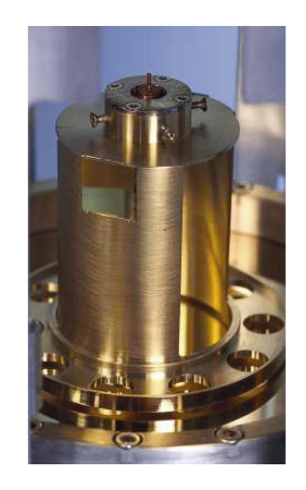
同年，美国 Stanford 大学 Kapitulnik 等设计了另一个高频共振实验来检验更近距离的牛顿反平方定律，其实验装置如图 7(b)所示。检验质量是一长宽高都为 50μm 的立方体金块，固定在 250μm 长、1μm 厚的微悬臂梁末端。源质量为金和硅相互交替的平行排列，每列 100μm 宽。当源质量水平方向来回移动时，检验质量就可以感受到正下方由于密度变化而产生的力，从而导致其上下振动。实验中通过光纤传感器检测检验质量金块沿源质量移动垂直方向的位移变化，同样为了屏蔽静电影响，检验质量与源质量之间插入了一层厚度为 3μm 的镀金膜。实验在低温(9 ~ 11K)下进行，力的最终分辨率达到了 10^{-16}N，实验结果如图 6 中 Stanford 曲线所示。与 Colorado 大学的实验一样，由于微悬臂梁的共振 Q 值不可能太高，加上电磁和背景振动噪声的影响，以及更近距离的 Casimir 力的作用，实验精度的进一步提高受到一定的制约。



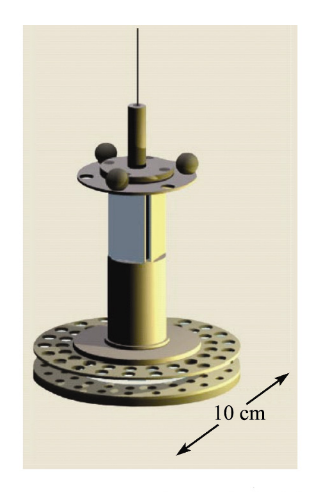
(a) Colorado 大学实验示意图 (Long, 2003)　(b) Stanford 大学实验示意图 (Smullin, 2005)

图 7　Colorado 和 Stanford 大学实验示意图

在亚毫米尺度下，目前精度最高的是由 Washington 大学 Eöt-Wash 小组采用精密扭秤实验给出的。该小组在 2001 年完成初步实验(实验中采用的扭秤如图 8(a)所示)，实验采用 10 重旋转对称的扭秤，检验质量与吸引质量的最小间距达到 218μm，没有发现非牛顿引力信号。2007 年完成的改进的扭秤实验(图 8(b))，采用 21 重对称的扭秤，实验中的最小间距达到 55μm，同样没有发现牛顿反平方定律的偏离。该实验中测量一个特殊设计的具有 21 重对称性的检验质量和一个位于检验质量下方并且能够旋转的 21 重对称性的吸引质量之间的非牛顿引力。当吸引质量以某个频率旋转时，实验的待测信号为吸引质量与检验质量小孔相互作用的 21 倍频信号。为了减小静电的影响，在吸引质量和检验质量扭摆之间插入一个厚度为 10μm 的镀



(a) Eöt-Wash 小组2001年实验中采用的10重对称扭秤



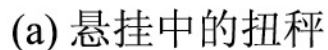
(b) Eöt-Wash 小组2007年实验中采用的21重对称扭秤

图 8　Eöt-Wash 小组实验中的扭秤

金铍铜隔膜进行静电屏蔽，实验结果如图 6 中 Washington 曲线所示(上面曲线为 2001 年实验结果，下面曲线为 2007 年实验结果)。该实验最大的特点在于采用精密扭秤调制的实验方法能够有效降低各种背景随机干扰的影响，但是他们测量的是两个物体之间相互作用力的水平分量，因此待测信号大大减弱。

华中科技大学引力实验中心于 2006 年底也完成了亚毫米范围非牛顿引力实验(实验装置如图 9 所示)。该实验中采用对精密扭秤进行动态双调制的方法，一方面调制待测非牛顿引力信号(通过周期性改变吸引质量与检验质量之间的间距)，另一方面同步周期性地改变背景引力信号(通过连续转动外部放置的引力源)对扭秤灵敏度进行了实时验证，有效地抑制实验背景噪声。实验中采用两块相对放置、面积达到 4cm^2 的纯金平板(厚度 0.2mm)作为检验质量以增加待测效应。与此同时，为了减小静电的影响，在吸引质量和检验质量之间插入一个厚度为 57μm 的镀金玻璃膜进行静电屏蔽。为改善扭秤系统的稳定性，对悬挂的扭秤采用二级组合隔振系统来抑制外界振动干扰，实验中力矩分辨率达到 5×10^{-16}N·m。实验结果验证了牛顿反平方定律在作用程大于 66μm 范围内的正确性(如图 6 中 HUST 曲线所示)。该实验结果否定了弱电统一破缺能量标度为 1TeV 时在亚毫米范围可能存在两个额外空间维度的 ADD 理论预言，并给出若存在两个额外空间维度则能量标度应大于 2.8TeV、对应的尺度必须小于 47μm 的结论。





(a) 悬挂中的扭秤



(b) 实验装置

图 9　华中科技大学引力实验中心实验装置

到目前为止，人们对引力的认识的程度，特别是对实验室尺度下的引力特征的认识，远远落后于对电磁相互作用的认识。譬如，人们还不能确定在相互作用尺度达到亚毫米以下时，引力是否仍然严格满足牛顿反平方定律？目前取得巨大成功的标准模型理论并不能包含引力相互作用，而且人们不能解释为什么引力与其他三种基本相互作用相比如此之弱？为了实现四种基本相互作用的大统一，近年来人们突

破原有经典理论的框架，提出了弦理论和额外维等概念。新的理论预言在亚毫米或者更小尺度上牛顿引力可能存在完全不同的性质！通过各种更加精密的实验研究将有助于人们更好地了解和认识引力相互作用的特性，从而为最终统一四种相互作用指明方向。

参 考 文 献

[1] H C Ohanian, R Ruffini. Gravitation and Spacetime. New York: Norton, 1994.
[2] E G Adelberger, B R Heckel, and A E Nelson. Annu. Rev., Nucl. Part. Sci., 2003, 53: 77.
[3] J C Long, et al. Nucl. Phys. B, 1999, 539: 23.
[4] J C Long, et al. Nature, 2003, 421: 922.
[5] E Fischbach, et al. Phys. Rev. Lett., 1986, 56: 3.
[6] E Fischbach, C Talmadge. The Search for Non-Newtonian Gravity. New York, 1999.
[7] N Arkani-Hamed, S Dimopoulos, and G. Dvali. Phys. Lett. B, 1998, 436: 257.
[8] C Talmadge, et al. Phys. Rev. Lett., 1988, 61: 1159.
[9] R Spero, et al. Phys. Rev. Lett., 1980, 44: 1645.
[10] J Chiaverini, et al. Phys. Rev. Lett., 2003, 90: 151101; Smullin S J, et al. Phys. Rev. D, 2005, 72: 122001.
[11] D J Kapner, et al., Phys. Rev. Lett., 2007, 98: 021101.
[12] L C Tu, S G Guan, J Luo, C G Shao and L X Liu. Phys. Rev. Lett., 2007, 98: 201101.

撰稿人：罗　俊
华中科技大学物理系

γ射线暴能源

Energy Sources of Gamma-Ray Bursts

20 世纪 60 年代，国际上正处于冷战时期。美国发射了几个 Vela 系列的军事卫星，为的是监测核武器试验。因为核爆炸会辐射强的γ射线，所以，在这些 Vela 卫星上安装了γ射线探测器。γ射线与射电、可见光、X 射线同属电磁波，它的波长最短，因会被大气层吸收，γ射线探测器要放到卫星上才能对它进行测量。

R. W. Klebesadel、I. B. Strong 和 R. A. Olson 在研究 1969 年 7 月至 1972 年 7 月之间在 Vela 5a,b 和 Vela 6a,b 卫星上记录到的数据中果然发现了 16 个γ射线突然增强的事例，但它们均不是来自地球，也不是来自太阳，而是来自宇宙空间。显然，它们与核爆炸无关。它们是来自宇宙空间的一种新的天文现象，一种γ射线短时间内突然增强的天文现象，被称为宇宙γ射线暴，简称γ暴。它的持续时间只有几秒、十几秒或几十秒，最长的可达千秒量级，最短的只有若干毫秒。强度随时间的变化多种多样，可以十分复杂。γ射线光子能量主要在几十 keV 到几个 MeV 之间，能谱不是黑体谱，一般呈幂律谱(指不同能量的γ射线光子数与光子能量的某一次方成正比)或者分段幂律谱(指在不同的能量段可以有不同的方次)的形状。这些结果发表于 1973 年[1]。后来，由 R. W. Klebesadel 和 R. A. Olson 在回头查阅卫星数据时，发现了一个更早(1967 年 7 月 2 日)被 Vela 4a,b 卫星记录到的γ射线暴(按发现的日期记为 GRB670702)，发表于 1976 年[2]，见图 1。

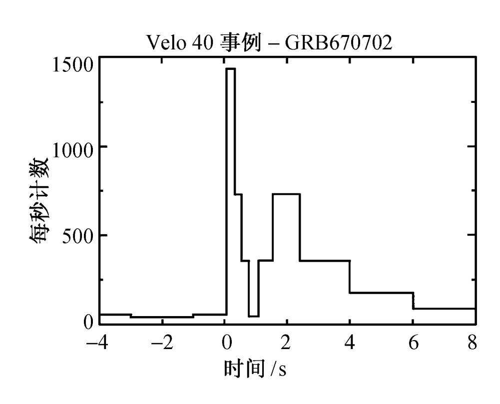


图 1　首例γ暴(GRB670702)的光变曲线

它们是什么天文现象？这些γ射线来自什么天体？这就成为新的研究课题。由

于它们存在的时间非常短暂，而且它们发生的时间和空间方位都是完全随机的，事先无法知道，再加上γ射线本身就难以精确测定其方位，因此就成为一个特大的难题。首先就是难于测定距离。试想在天文观测中如果只看到了一个亮点而不知道它的距离，就无从知晓真实的情形。如果距离很近，这个亮点也许只是一只萤火虫或者是一个香烟头，但如果距离很大，它也许就是一颗恒星。正是因为长期得不到距离信息，γ暴就成为一种神秘的天体。

其实，Vela 卫星发现第一批γ暴后不久，不少其他卫星相继升空，比如 Venera、Heao、Granat、Phobos、PVO、SMM、Ulysses、GINGA 等，也陆续发现了更多的γ暴，测量了它们的一些性质。测得的γ射线强度起伏变化很快，在毫秒甚至亚毫秒量级，见图 2[3]。这个特性告诉我们，γ暴源的空间尺度一定很小($<10^7$cm)，否则γ

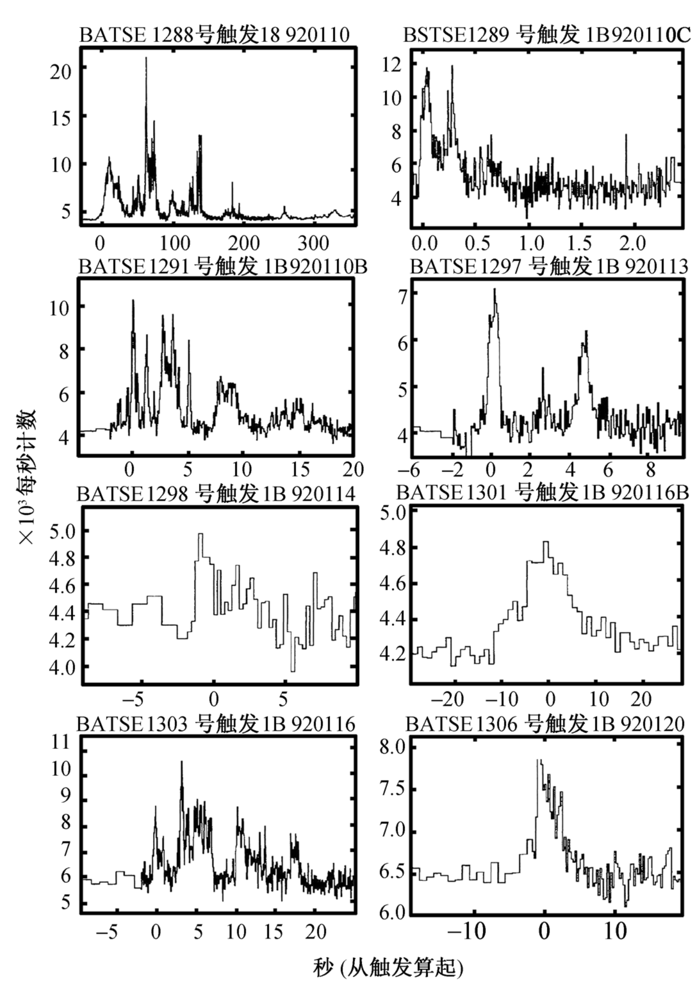


图 2　一些γ暴的光变曲线

暴源不同地方发出的光到达观测者的时间有先有后，会将原来的快速变化平均掉。这个尺度对γ暴源给出了很好的限制，它们最多只能是恒星层次的天体，而且是致密恒星，就是说它们的尺度应小于百公里，质量与太阳同量级(最多不能超过几十个太阳质量)。

在缺乏距离信息的情况下，γ暴研究的难度很大。理论上提出了许许多多的模型，比如超新星爆发、致密星的星震、彗星撞击致密星、致密星与致密星的合并、大质量恒星的坍缩等，认识无法一致。20 世纪 70 年代末、80 年代初，E.P. Mazets 等人[4]用苏联多个卫星 Venera 上的 Konus 仪器，看到了一些能量在几十 keV 的吸收线(显示几十 keV 能量的γ射线光子特别少)，有时还有 400 多 keV 的发射线(显示 400 多 keV 能量的γ射线光子特别多)。前一种光子的减少是因为被在 10^{12}G 的磁场中作回旋运动的电子吸收导致的，而这么强的磁场正好是中子星表面的典型磁场。后一种光子的增多被认为是正负电子对湮没而放出的光子(能量为 511keV)经强引力场红移而成，中子星的表面正好可以提供所需的强引力场。这些结果给人一个印象，似乎表明γ暴是发生在中子星表面的一种现象，这就意味着γ暴源只能是银河系内的中子星。河外中子星太远，地球上的人不可能观测到中子星表面局部能源(比如说是星震)提供的“γ暴”。

有趣的是，利用日本的 Ginga 卫星，T. Murakami 等人[5]在 1988 年发现的γ暴 GRB880205 的γ射线能谱上观测到有 19.3keV 和 38.6 keV 两条等间距的吸收线，进一步支持了上述观测结果。另外，Ginga 卫星还观测到，GRB870303 的γ射线强度快结束的时候，还有一小段 X 射线辐射的延续，而且这 X 射线能谱非常接近于黑体谱，对应的温度约为 1.4×10^7 K。黑体辐射有个十分重要的意义：单位面积辐射出的黑体辐射能量是唯一地决定于温度的。据此可以估算出中子星辐射出的黑体辐射光度，再根据观测到的 X 射线强度，就可以定出这个γ暴的距离，它应当在银河系内。

1990 年 7 月 29 日至 8 月 3 日，在美国新墨西哥州陶斯(Taos)城举行的γ暴的 Los Alamos 研讨会，就是以这个状况为基调的，N. Lund 和 D. Lamb 分别就观测和理论在会上做了总结发言。那次会议还出版了以“Gamma-Ray Bursts：Observations，Analyses and Theories”为书名的文集，反映了那个会议的基调。

值得一提的是，1986 年，B. Paczyński[6]和 J. Goodman[7]同时独立地提出，γ暴应当发生在宇宙学距离上。当时，这种观点属于少数派。1990 年，Paczyński 也参加了γ 暴的 Los Alamos 研讨会，他的观点几乎没有人信。次年，美国γ射线天文卫星(发射后以 Compton 命名，简称为 Compton GRO 或 CGRO)发射升空。其上的仪器 BATSE 出乎意料地观测到γ暴源的空间分布是高度各向同性的(图 3)。然而，银河系内的恒星集中分布在银盘面附近，不是各向同性的。因此，BATSE 的发现极大地冲击了γ暴是银河系内天体的观点。即使如此，在 1992 年的一次国际会议上，

以举手调查与会者的观点，竟然河内和河外观点还是打成平手。1995 年，B. Paczyński 和 D. Lamb，在 1920 年 H. Shapley 和 H.D. Curtis 就漩涡星系是银河系内还是银河系外天体展开大辩论的同一地方，还展开了又一场距离问题的大辩论：γ暴是银河系内还是宇宙学距离上的天体?

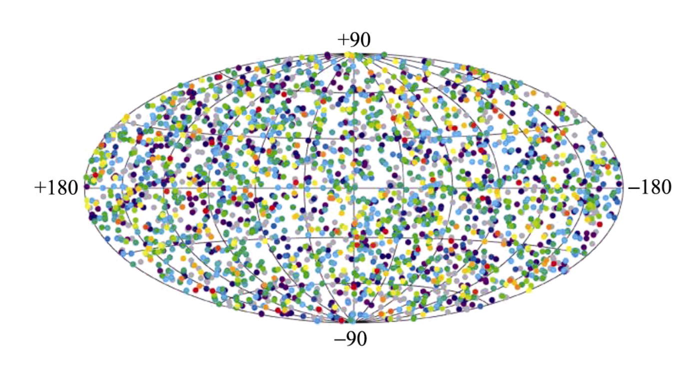


图 3　2704 个 BATSEγ暴在天球上的分布

1997 年，Costa 等人[8]利用意大利–荷兰卫星 BeppoSAX 发现γ暴 GRB970228 爆发之后还有 X 射线余辉持续辐射几个星期，见图 4 左上。一则 X 射线定位能力大大高于γ射线，二则余辉持续时间大大长于γ暴本身，因此，利用余辉可以大大提高对γ暴位置的测量精度。通常γ暴的定位精度可以到平方度的量级，而在 1 个平方度的天区范围内可以观测到许许多多的天体，无法确认哪个天体与γ暴对应。X 射线的定位精度可优于 1 角分,其内的天体数已不多,便于证认出γ暴的光学对应体(称光学余辉)，甚至射电对应体(射电余辉)。高精度的定位，使 van Paradjis[9]和 Galama[10](见图 4 右上)等得以用地面光学望远镜发现了 GRB970228 的光学余辉，使 Frail 等人用射电望远镜发现了 GRB970508 的射电余辉[11]。图 4 下所示为 GRB970508 的射电余辉的演化[12]，纵坐标为以μJy 为单位的射电流量密度，横坐标为暴后的天数。流量密度的起伏、闪烁可以在早期明显看到，而在晚期则看不到。这个事实正表明，暴源在快速膨胀，早期源小而后来源大。虽然并不是每个γ暴均有余辉，但γ暴具有余辉是个相当普遍的现象。余辉的持续时间比γ暴本身长了很多，而且余辉随时间的变化规律远远比γ暴要简单得多(图 2，4)，给γ暴的研究带来了许多方便，使之进入了辉煌的“余辉时代”。γ暴的余辉已另有词条说明，此处不再多说。值得强调的是，通过余辉，发现了γ暴所在的星系，根据宿主星系谱线的红移，测定了γ暴的距离，确认了γ暴远在宇宙学的距离上。至此，γ暴的距离之争落幕，γ暴的能源危机随之突显。

我们不妨来看几个例子：① GRB971214 的红移为 $Z = 3.4$，可知离我们的距离为 1.2×10^{10} 光年。如果辐射各向同性，它在 50 秒内所释放的γ射线能量高达 3.0×10^{53}erg(注意：一个太阳的总静止能量$\equiv M_{\odot}c^2 = 2 \times 10^{54}$erg，其中 $M_{\odot}$为太阳的质量)，

相当于 200 多个太阳一生(~100 亿年)所辐射出的总能量。要知道，1 个γ暴不过相当于 1 个恒星，假如把它当作像太阳一样重的恒星，那么这颗γ暴 50 秒内就把它全部能量的 15%作为γ射线能量释放走了。② GRB990123 的红移为 $Z=1.6$，它的光学余辉最亮时比 9 等星还亮。这个γ暴所释放的γ射线能量更高达(3.0~4.5) × 10^5erg，

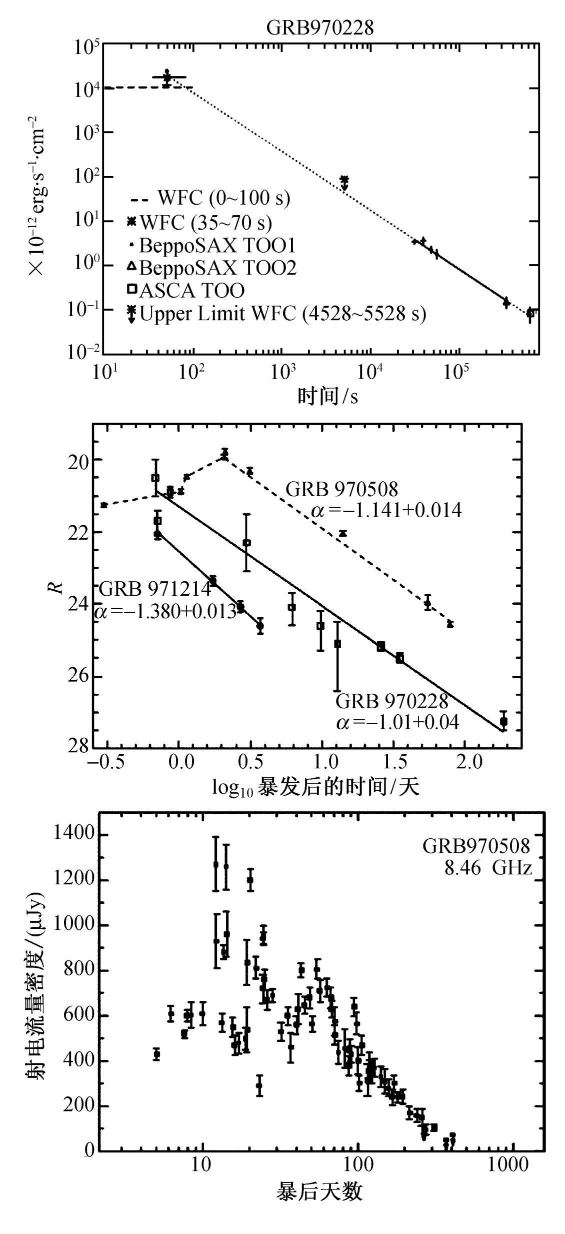


图 4　几个γ暴的 X 射线、光学和射电余辉

如果也把它作为与太阳一样重的恒星，那么它所释放的γ射线能量几乎是它自身总能量的两倍，这怎么可能？更何况通常辐射出去的只是极小一部分能量，而以γ射线形式释放出去的又只是辐射能量中的一小部分。这就成了能源危机。③最近[13]发现的 GRB080319B，红移 $Z=0.93$。这颗γ暴的光学余辉在暴后二十几秒时竟然达到肉眼能看到的 5 等星那么亮！真是不可思议！

要避免这个能源危机，一个比较自然的途径是假设γ暴的辐射不是各向同性，而是成束的，因为在这种情形下，从观测到的强度来推算γ暴的总辐射时，按各向同性来推算显然是过高了。喷流状的成束辐射在天体现象中倒也常见。成束的一个后果是大大降低了观测到的概率，因为只有束流对准地球时我们才能观测到。然而，只要有合适的卫星在天上飞行，一般的说每天差不多可以观测到 1~3 个γ暴，这个观测概率是不小的。因此，虽然成束效应可以缓解能源困扰，但束流的张角不能太小，可见成束最多能缓解 2~3 个量级，γ暴的能源问题依然不容忽视。

如果束流的张角可以测定，那么γ暴的总辐射能量就能较准确地算出。Frail 等人[14]曾经提出过一个方法，利用余辉光变曲线的拐折位置来测定张角，并且得到了较为广泛的采用。但是，光变曲线拐折不是只有这一种机制产生，当导致余辉的火球膨胀速度从极端相对论转向非相对论时也会出现光变曲线的拐折[15]。要确切定出束流的张角尚有待进一步的研究，而要从观测上确定γ暴的能量，张角的确定是至关重要的。

γ暴的能源问题还密切联系于它的起源。早在 1992~1994 年间，在 BATSE 测得γ暴的各向同性分布(图 3)的启发下，M. Rees 和 P. Meszaros 提出了γ暴的标准模型[16~18]，并且在余辉被发现的前夕就预言了余辉的存在。在标准模型中，人们假设了γ暴形成时是一个温度极高的火球，它以极端相对论的速度膨胀，在星际介质中产生激波，在激波作用下，星际介质中的电子被加速到极端相对论的速度，它们在磁场中产生同步辐射，导致γ射线辐射，这便是γ暴，然后继续在星际介质中传播并被减速，随着速度的继续降低，便相继产生 X 射线、光学、射电等波段的辐射，这就是余辉。上面已经谈过，从能量的考虑，γ暴不会是各向同性辐射，而应当是成束的，这时可以用图 5 来示意描写γ暴和余辉的产生[19]。

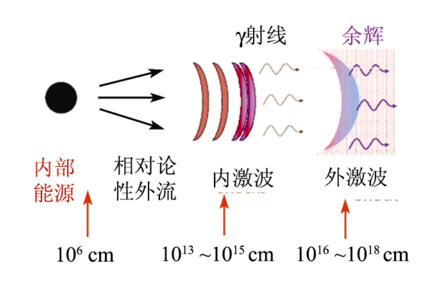


图 5　γ暴发生过程示意：内激波产生γ暴，而外激波产生余辉

标准模型是成功的，它基本上描述了观测事实的主要特征。但需要改进的地方，或者叫后标准效应，很快便陆续显示出来。当用标准模型来处理一些γ暴时，会表现出这样那样的偏差。比如，早在余辉发现的第二年(1998 年)一些γ暴的环境就被

发现并不是标准模型假设的星际介质，而是密度与距离平方成反比的星风介质[20,21]，这表明γ暴应当起源于大质量前身星的坍缩，星风正是这种前身星所留下来的。随后，又在许多γ暴的余辉中发现有超新星的迹象。1998 年曾发现一颗γ暴 GRB980425 与一个超新星 SN1998bw 成协。但前者不是典型的γ暴，后者也不是典型的超新星，两者关系的意义存在争议。1999 年，在研究 GRB990123 的环境时，又发现它可能是比通常星际介质高好几个数量级的致密介质[22]，正是大质量恒星可以赖以形成的环境。致密环境的发现也支持γ暴起源于大质量恒星坍缩的观点。直到 2003 年人们发现γ暴 GRB030329 与超新星 SN2003db 清晰地成协，才直接地证实了这个观点，明确指出γ暴来源于 Ib/c 型超新星[23]。标准模型假设高温火球在作极端相对论速度膨胀，然而，详细计算表明，激波在介质中传播时会很快减速，几天、十几天、最多几十天就会降低到非相对论，而余辉的观测往往可以维持几个月甚至半年、一年。因此，要完整描写余辉的演化，必须对极端相对论到非相对论整个演化作统一处理[24]。

但是，γ暴有两类，大体上以持续时间为 2 秒作为分界线。持续时间大于 2 秒的称作长暴，小于 2 秒的称作短暴。根据 CGRO 卫星上的 BATSE 仪器观测到的γ暴，长暴约占 3/4，短暴约占 1/4。在 BeppoSAX 卫星时代，观测到余辉的都是长暴。2004 年 11 月 20 日 Swift 卫星成功升空，开辟了研究短暴的新时代。不久，Swift 卫星就首次观测到了短暴 GRB050509 的 X 射线余辉，位于红移 Z=0.225 的星系团的一个巨椭圆星系内。这个发现也首次显示短暴的能源与长暴不同，它起源于致密星的合并[25]。稍晚，卫星 HETE－2 观测到了另一个短暴 GRB050709，接着它的光学余辉也被发现，这是短暴的第一个光学余辉[26,27]。不久，Swift 卫星又发现了一个短暴 GRB050724[28,29]，位于一个椭圆星系内的偏心位置上，这个特征有力地支持了短暴起源于致密星合并的观点，因为一对致密星往往要经过很长时间的相互绕转才能最终因引力波辐射损失能量而合并，在此期间会运动很长距离，从而到达偏心的位置上。

图 6 所示是 Swift 卫星上的 X 射线望远镜(XRT)观测到的 X 射线余辉光变曲线的示意图。由于 Swift 卫星有观测短时标和早期信息的长处，它所观测到的 X 射线余辉比较丰富，可以用图中的 5 个特征来表示[30]。“I”通常是一个很陡的衰减相，衰减斜率小于或等于−3，一直延伸到大约 10^2~10^3 秒；“II”通常是平缓衰减相，衰减斜率约为−0.5 甚或更平，一直延伸到大约 10^3~10^4 秒；“III”为正常衰减相，衰减斜率约为−1.2，基本上属于标准模型情形；“IV”为喷流拐折后的时期，衰减斜率约为−2，大体符合喷流模型；“V”是 X 射线耀发。这 5 种 X 射线余辉中，只有“III”和“IV”两种是在 BeppoSAX 时代已经观测到过的，其余 3 种都是 Swift 时代的新发现。

在 BeppoSAX 时代已经提出过[31]，γ暴中心能源可能会有一种在一定时段内持续性输出到火球或喷流的能量，使正常衰减相或稍后的光变曲线上有时会出现一些特殊形态。Swift 卫星观测到的 X 射线耀发也是中心能源的一种新类型的能量输出[30]。这种 X 射线耀发在近半数的γ暴余辉中存在，不论长暴还是短暴，也不论γ暴还是 X 射线闪(XRF)。这种 X 射线耀发与“滞后内激波”和/或“滞后外激波”有密切关系，因而与γ暴中心能源有重要关系[32]。可见，在研究γ暴能源问题时，X 射线耀发是一个值得注意的现象。

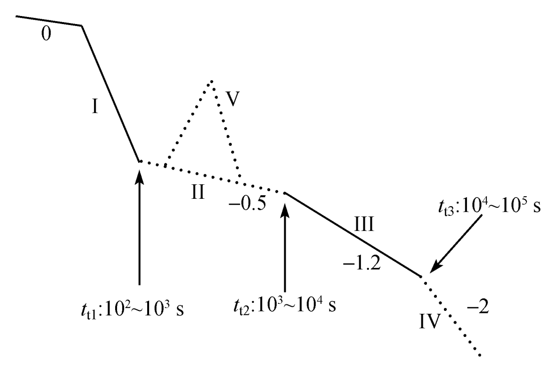


图 6　γ暴余辉衰减示意图

关于γ暴能源的理论研究开始得很早。在γ暴刚发现不久，关于它的能源就有各种各样的假设被提出来。只有当γ暴的距离被观测确定，得知它们是在宇宙学的距离上，能源的理论研究才得以认真展开。虽然γ暴的能源机制曾被提出了好几十种，但这时已经经过长年累月的观测筛选，基本上只剩下了两大类，即大质量恒星的坍缩(图 7)和两个致密星(中子星、奇异星、黑洞等)之间的合并(图 8)。而且 BeppoSAX 卫星和 Swift 卫星所开创的两个最有代表性的时代已经把γ暴的起源和能源基本锁定在这两个机制上，即约占 3/4 的长暴起源于大质量恒星的坍缩，而约占 1/4 的短暴起源于两个致密星之间的合并。但是，实际情况也还并不如此清晰、分明。比如说，2006 年 6 月 14 日发现了一个特别近距离的长暴 GRB060614[33,34]，却没有发现与它成协的超新星。这个事实，对γ暴的上述分类设置了一道难关。

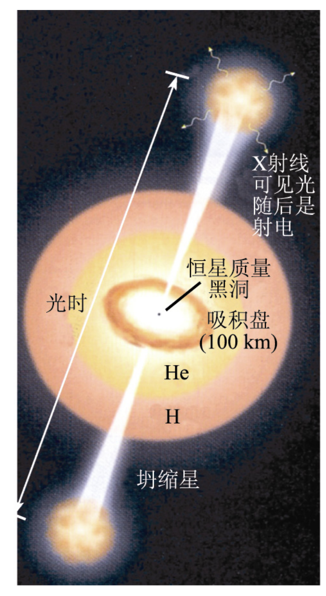


图 7　大质量恒星坍缩产生γ暴的示意图

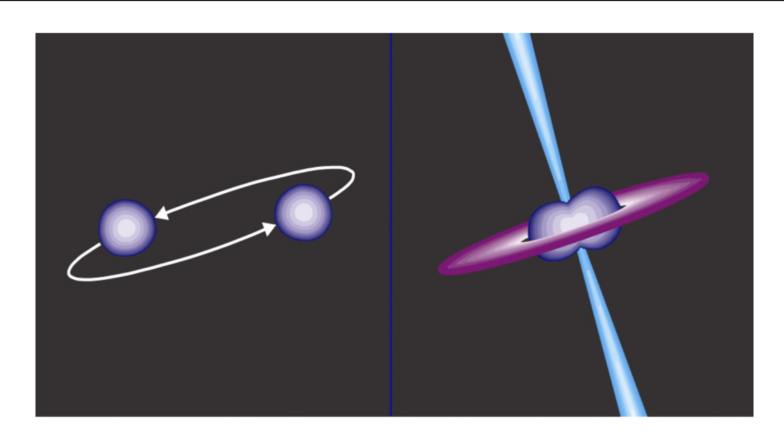


图 8　中子星与中子星合并产生γ暴的示意图

总的说,从 40 年前国际政治冷战时期的一个偶尔测到的误导信号发展到现在,已经形成了相当规模的、多波段的一个系统学科“γ暴”。曾经经历了发现期(1967~1976)、彷徨期(1977~1990)、黎明期(1991-1996)、BeppoSAX 期(1997~2004)、Swift 期(2004~2008),2008 年又迎来了 Fermi 卫星的新时期。发现期内不仅发现了γ暴,也已明确了它与致密恒星有关。彷徨期是因为“回旋吸收线”和“电子对湮没线”的错误“发现”而误导的历时十余年以银河系内中子星局部过程为γ暴能源为主要观点的停滞不前的时期。这一段历史“公案”的原委至今没有弄清楚。黎明期指的是 CGRO 卫星上的 BATSE 仪器积累了近 3000 个γ暴的观测数据,由此得到的γ暴源高度各向同性的空间分布暗示了它们是在遥远的宇宙学距离上。这一时期,一方面开始扭转γ暴的河内观点,导致标准模型的提出甚至余辉的预言;另一方面,毕竟没有直接测定γ暴的距离,也引发了一半对一半的“民意”调查结果,以及 1995 年一场以 B. Paczyncki 与 D. Lamb 为代表的两大派之间关于γ暴距离的大辩论。1997 年,BeppoSAX 卫星对γ暴的精确定位,导致了余辉的发现和γ暴宇宙学距离的直接测定,开辟了余辉物理的新时代,使γ暴研究获得了前所未有的长足进展。2004 年升空的 Swift 卫星填补了对短暴和早期余辉观测的空白,并获得了一些重大的新发现。Fermi 卫星的发射已在γ暴高能辐射方面带来一些重要的新发现。最近,GRB090423 的发现又将高红移γ暴的红移记录改写成了“8.0”。由于γ暴的研究内容非常丰富,研究进展非常迅速,我们只能列出最原始的一些参考文章。好在γ暴各个时期都有许多评述文章,可以作为补充,见文献[35]~[42]。

参 考 文 献

[1] Klebesadel R W, Strong I B, Olson R A. Observations of gamma-ray bursts from cosmic origin.

Ap. J. Lett., 1973, 182, L85.
[2] Strong I B and Klebesadel R W. Cosmic gamma-ray bursts. Sci. Am., 1976, 235, 66S
[3] G Fishman, et al. The first BATSE gamma-ray burst catalog. ApJS, 1994, 92: 229
[4] E P Mazets, et al. Cyclotron and annihilation lines in gamma-ray burst. Nature, 1981, 290: 378.
[5] Murakami T, et al. Evidence for cyclotron absorption from spectral features in gamma-ray bursts seen with Ginga. Nature, 1988, 335: 234.
[6] B Paczyński. Gamma-ray bursters at cosmological distances. ApJL, 1986, 308, L43.
[7] J Goodman. Are gamma-ray bursts optically thick. ApJL, 1986, 308, L47
[8] E Costa, et al. Discovery of an X-ray afterglow associated with the gamma-ray burst of 28 February 1997. Nature, 1997, 387: 783.
[9] J van Paradijs, et al. Transient optical emission from the error box of the gamma-ray burst of 28 February 1997. Nature,.1997, 386: 686
[10] T J Galama, et al. The decay of optical emission from the gamma-Ray burst GRB970228. Nature, 1997, 387: 497
[11] D A Frail, et al. The radio afterglow from the gamma-ray burst of 8 May 1997. Nature, 1997, 389: 261.
[12] S R Kulkarni, et al. in Gamma-Ray Bursts. ed. R.M. Kippen, R.S. Mallozzi, G.J. Fishman, 2000
[13] S Karpov, et al. GCN, 2008, Circular 7502
[14] D A Frail, et al. Beaming in Gamma-Ray Bursts: Evidence for a Standard Energy Reservoir. ApJ, 2001, 562, L55
[15] Y F Huang, L J Gou, Z G Dai, T Lu. Overall evolution of jetted gamma-ray burst ejecta. ApJ, 2000, 543: 90.
[16] M J Rees, P Meszaros. Relativistic fireballs——energy conversion and time-scales. MNRAS, 1992, 258: 41
[17] P Meszaros, M J Rees. Gamma-ray bursts: multiwaveband spectral predictions for blast wave models. ApJL, 1993, 418: L59
[18] M J Rees, P Meszaros. Unsteady outflow models for cosmological gamma-ray bursts. ApJ, 1994, 430: L93
[19] T Piran. Bohdan's impact on our understanding of gamma-ray bursts. 2008, arXiv: 0804. 2074v1, astro-ph
[20] Z G Dai, T Lu. Gamma-ray burst afterglows: effects of radiative corrections and non-uniformity of the surrounding medium. MNRAS, 1998, 298: 87
[21] R A Chevalier, Z Y Li. Gamma-ray burst environments and progenitors. ApJ, 1999, 520, L29
[22] Z G Dai, T Lu. The afterglow of GRB 990123 and a dense medium. ApJ, 1999, 519, L155
[23] J Hjorth, et al. A very energetic supernova associated with the γ-ray burst of 29 March 2003. Nature, 2003, 423: 847
[24] Y F Huang, Z G Dai, T Lu. A generic dynamical model of gamma-ray burst remnants. MNRAS, 1999, 309: 513
[25] N Gehrels, et al. A short γ-ray burst apparently associated with an elliptical galaxy at redshift z = 0.225. Nature, 2005, 437: 851
[26] D B Fox, et al. The afterglow of GRB 050709 and the nature of the short-hard γ-ray bursts. Nature, 2005, 437: 845

[27] J Hjorth, et al. The optical afterglow of the short γ-ray burst GRB 050709. Nature, 2005, 437: 859
[28] E Berger, et al. The afterglow and elliptical host galaxy of the short γ-ray burst GRB 050724. Nature, 2005, 438: 988
[29] S D Barthelmy, et al. An origin for short γ-ray bursts unassociated with current star formation. Nature, 2005, 438: 994
[30] B Zhang, Y Z Fan, J Dyks, et al. Physical processes shaping GRB X-ray afterglow ligh- tcurves: theoretical implications from the Swift XRT observations. ApJ, 2006, 642: 354
[31] Z G Dai, T Lu. γ-ray bursts and afterglows from rotating strange stars and neutron stars. Phys. Rev. Lett., 1998, 81: 4301
[32] Wu X F, Dai Z G, Wang X Y, Huang Y F, Feng L L, Lu T. X-ray flares from late internal and late external shocks. Advances in Space Research, 2007, 40: 1208-1213
[33] N Gehrels, et al. A new γ-ray burst classification scheme from GRB060614. Nature, 2006, 444: 1044
[34] Weiqun Zhang, S E Woosley, A I MacFadyen. Relativistic jets in collapsars. APJ., 2003, 586: 356-371
[35] A K Harding. The physics of gamma-ray bursts. Phys. Rep., 1991, 206: 327
[36] G J Fishman, C A Meegan. Gamma-ray bursts. ARA&A, 1995, 33: 415
[37] J van Paradijs, C Kouveliotou, R Wijers. Gamma-ray burst afterglows. ARA&A, 2000, 38: 379
[38] Lu T, Huang Y F, Dai Z G, Wei D M. Gamma-ray bursts. Chapter 10 of the book COSMIC GAMMA-RAY SOURCES. (ed. K.S. Cheng & G.E. Romero), New York: Kluwer Academic Publishers, 2004: 225-260.
[39] B Zhang, P Meszaros. Gamma-ray bursts: progress, problems & prospects. IJMPA, 2004, 19: 2385
[40] T Piran. The physics of gamma-ray bursts. Rev. Mod. Phys., 2005, 76: 1143
[41] B Zhang. Gamma-ray bursts in the swift era. ChJAA, 2007, 7: 1
[42] Y Z Fan, T Piran. High energy gamma-ray emission from gamma-ray bursts−before GLAST. Front. Phys. China, 2008, submitted (http://arxiv.org/abs/0805.2221)

撰稿人：陆　埮[1]　黄永锋[2]
1 中国科学院紫金山天文台
2 南京大学天文系

宇宙标准尺——重子声波振荡

The Baryon Acoustic Oscillation: the Cosmological Standard Ruler

对于天文学家来说，拥有一把能够准确测量遥远天体距离的量天尺，是值得付出毕生精力的梦想。

纵观宇宙学的历史，新型量天尺的发现和应用，往往带来人类宇宙观的革命。造父变星是一把著名的量天尺。它的绝对亮度和光变周期存在密切关系。通过对光变周期的测量，我们能够推断出它的绝对亮度。再跟它的相对亮度做比较，也就是利用它离我们越远就显得越暗这个简单关系，我们就能够得出造父变星的距离。这种绝对亮度固定(或者已知)的量天尺，被称作标准烛光。20 世纪 20 年代，通过这把量天尺，天文学家哈勃发现仙女座星云离地球的距离竟然远远超过银河系的大小，也就是说仙女座星云竟然是独立于银河系的另一个庞大星系！宇宙的范围从此超越银河系，扩展到了浩渺的河外世界。同样是通过这些造父变星，哈勃发现河外星系的退行速度与距离成正比，即哈勃定律。这个发现推翻了人类根深蒂固的认为宇宙亘古不变的理念，表明宇宙作为整体在膨胀，成为大爆炸宇宙学的基石。

一型超新星也是一把威力巨大的量天尺，因为它的绝对亮度变化范围不大，可以被当作标准烛光。一型超新星非常亮，能够在百亿光年外被观测到，所以这把量天尺能够测量非常遥远的距离。1993 年菲利普斯关系(与造父变星光度-周期关系类似)的发现使得这把量天尺的精度大大提高。1998 年，两个超新星小组通过这把量天尺测量了几十颗遥远超新星的距离。通过研究距离和超新星红移的关系，他们发现宇宙不仅在膨胀，而且膨胀在加速！这个发现，成为暗能量这种神秘能量场存在的最直观的证据，深刻得挑战着当代物理的根基。

同是在 20 世纪 90 年代，理论宇宙学家逐渐意识到了一种新型量天尺的存在，并在 2005 年成功得通过这种量天尺测出了长达几十亿光年的距离。这把量天尺，就是重子声波振荡。重子声波振荡是冻结在重子流体中的早期宇宙化石。要理解它，需要从宇宙的热力学历史说起。

宇宙诞生后 10^{-34} s 左右由于暴涨场的存在开始了急剧的指数膨胀，即暴涨。暴涨结束的时候，暴涨场转化为物质和辐射。早期宇宙温度很高，密度很大，普通物质和辐射(光子)存在很强的相互作用，可以当成一个统一的流体，即物质辐射流体来处理。所谓普通物质，就是由夸克、电子等粒子物理标准模型粒子组成的物质。

其中由三个夸克组成的重子(最常见的是质子、中子)又占普通物质质量的绝大部分，所以普通物质有时候又被称为重子物质，物质-辐射流体又被称为重子-光子流体。

那么,是什么作用使得物质和辐射耦合在一起成为一个整体呢？在大爆炸核合成(发生在宇宙诞生 1 s 左右)之后，复合和脱耦过程(发生在宇宙诞生 40 万年左右)之前，光子温度较高，有足够多的光子能量超过了氢原子的电离能，即 13.6 电子伏特，所以氢原子核是不存在的。也就是说，物质是完全电离的，物质-辐射流体以原子核、自由电子和光子的形式存在。自由电子和光子通过汤普森散射耦合在一起，原子核和电子通过电离-复合过程耦合在一起，从而原子核、自由电子和光子成为一个统一的流体。

然而这个流体的密度、温度并不是完全均匀的，而是存在着扰动。标准宇宙学认为，扰动也是由于暴涨产生的。因为暴涨场不可避免存在着量子涨落，导致暴涨场的能量出现涨落。按照广义相对论的时空和物质、能量的统一，这种量子涨落导致了时空的扰动，并随同宇宙整体的膨胀被拉伸成为宏观宇宙学尺度。暴涨场转化为物质和辐射的时候，时空的扰动保留了下来并导致物质和辐射中的原初扰动，这就是宇宙中结构形成的种子。

在物质–辐射流体中，这些结构形成的种子又是如何演化的呢？想象流体中有一小部分密度大于平均密度时发生的情况。因为这部分流体的压强大于平均压强，这团流体开始加速向外膨胀。膨胀过程中压强降低，但是因为这团流体的惯性，膨胀并不会在其压强等于外界压强时停止，而是继续向外膨胀，直到速度减为零。而这时候其压强小于外界压强，这团气体又反过来被外界流体压缩，然后再膨胀，如此周而复始，造成这团流体密度、温度、压强等在时间序列上的周期变化。另外，这团流体的扰动会通过膨胀–收缩传播给周围的流体，这种传播机制跟声音在空气中传播的机制从本质上讲是一样的，所以我们统称这种扰动在介质中的传播为声波，传播速度为声速。由于声波的传播，流体的扰动在空间分布上存在一个特征尺度，即声波传播的距离(声视界)。一个直观的图像就是在池塘中扔一块石头，水波以石头落水点为中心向四面传播形成的圆形波峰，这个圆的半径就是声视界。

如果我们能够对流体拍照，我们就能看到这个时刻的声波振荡。我们的宇宙神奇之处就在于它通过一个脱耦机制，自己给自己拍下了脱耦时刻的光子流体和重子流体中的声波振荡。

声速的大小跟流体有关，决定于流体压强对密度扰动的反应强度。在宇宙早期的极端相对论性的条件下，声速是光速的 58%($1/\sqrt{3}$) 。原初扰动就以如此高的声速在物质–辐射流体中迅速传播。随着宇宙的膨胀，温度降低。如果物质不与辐射耦合，物质流体中的声速将急剧衰减。但是由于辐射和物质存在的强耦合，而辐射的压强很大，导致物质–辐射流体中声速降低的速度很慢。

到宇宙诞生约 40 万年的时候，情况发生了巨大变化。随着宇宙的膨胀，物质辐射流体的温度降到了 3 千度左右，能够电离氢原子的光子变得缺乏，自由电子和质子开始结合形成氢原子，不再被电离，从而从物质-辐射流体中脱离出来(称为脱耦)。而因为自由电子的减少，汤普森散射的效率急剧衰减，导致光子几乎不再被自由电子散射，从此可以自由传播。这就是光子的脱耦过程。这些脱耦的光子传播到地球，就是我们看到的宇宙微波背景辐射。

宇宙微波背景辐射忠实地记录了脱耦时刻光子场中的温度涨落,从而也忠实记录了脱耦时刻的声波振荡和声视界(图 1)。给定物质和辐射，我们可以严格计算脱耦时刻和脱耦之前每个时刻的声速,从而能够严格计算声视界的物理大小。通过宇宙微波背景辐射试验,我们能够测量声视界在天空张开的角度。通过比较声视界的物理大小和角度，我们能够计算出到光子最后散射面(也就是脱耦时刻)的距离并推算出宇宙的几何(图 2)。这是迄今为止我们发现的最长的量天尺。2000 年，飞去来器气球(Boomerang)试验较准确得测出了最后散射面在天空张开的角度，证实了宇宙是平坦的这一暴涨理论的关键预言。这一结论被随后更精确的威尔金斯微波背景辐射试验(WMAP)证实。

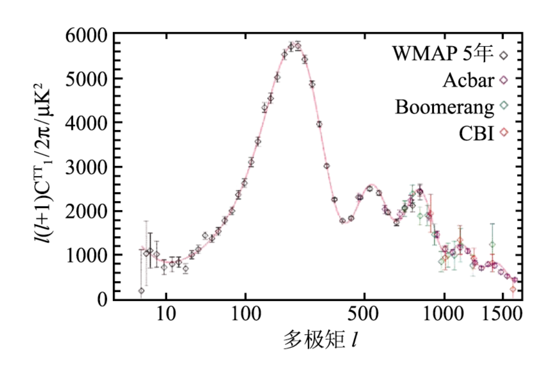


图 1　宇宙微波背景辐射功率谱，图中具有明显波峰-波谷的振荡就是重子-光子流体中的声波导致的

这是声波振荡在光子流体中的体现。至于重子流体，脱耦之后，光子的辐射压无法再对重子产生作用，导致重子流体中的声速急剧降低到几乎为零。重子流体中的声波停止传播，一个形象的说法就是重子声波冻结在重子流体中，脱耦时刻的声视界这个特征尺度也因此保留在了重子流体的密度空间分布中,其物理尺寸随着宇宙的整体膨胀被拉伸，但是其共动尺度不再随时间改变。因为此前的声速能够与光速比拟，声视界在脱耦时刻的物理尺寸可以用光速乘以 40 万年(即脱耦时刻宇宙年龄) = 40 万光年估算。从脱耦时刻到今天宇宙膨胀了 1 千多倍，所以声视界的物理尺寸拉伸为约 4 亿光年。严格计算结果为约等于 4.9 亿光年(用宇宙学更常用的

单位表达为约 150 百万秒差距)。这个尺度就是声视界的共动尺度。

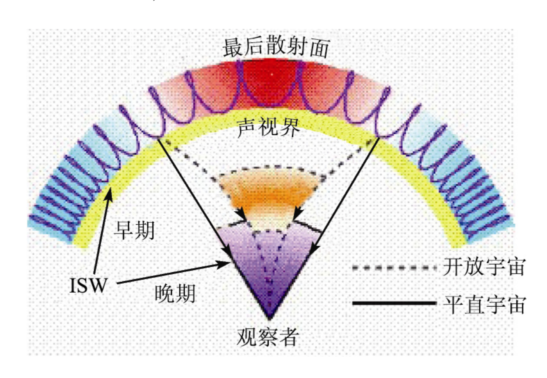


图 2

摘自 http://background.uchicago.edu/~whu/。最后散射面，即脱耦时刻的宇宙微波背景辐射。固定声视界的物理尺寸，在开放宇宙中它张开的角度要比在平直宇宙中张开的角度要小。比较理论计算的声视界物理尺寸和宇宙微波背景辐射测量的声视界张开角度，我们就能够测量宇宙的几何

对宇宙学家来说，如此声视界的大小是相当幸运的。因为，如果声视界大十倍，即约等于 49 亿年，约为可观测宇宙大小的十分之一，那么宇宙的随机统计涨落将阻止我们测量重子声波振荡；如果声视界小十倍，宇宙的非线性演化就会抹掉重子声波振荡的痕迹。一个极端的例子就是，如果宇宙早期的声速跟地球空气中的声速(约 340m/s)相同，声视界就只有几百光年左右，星系形成等各种复杂的物理过程将完全抹掉重子声波振荡的任何痕迹。

那么，我们如何去寻找冻结的重子声波呢？答案是宇宙大尺度结构(一个最直观的例子是星系的分布)。一个直观的图像就是，重子声波振荡导致了一种特殊的物质分布不均匀性。统计上讲，物质多的地方形成的星系就多，物质少的地方形成的星系就少。就这样，重子声波振荡被保留在宇宙大尺度结构中，成为宇宙早期热历史的活化石。在 20 世纪 70 年代，Peebles&Yu 、Sunyaev & Zel'dovich 等人就已经意识到了重子声波振荡的存在。而 20 世纪 90 年代，一些宇宙学家(例如 D. Eisenstein, 华裔宇宙学家 Wayne Hu，M. Tegkark 等人)意识到，如果能够测量到重子声波振荡和声视界，我们就拥有了一把新的宇宙量天尺。

然而暗物质的存在使得重子声波的测量变得困难起来。脱耦时刻之前，暗物质因为不与重子-光子流体发生除引力外的相互作用，它的密度空间分布不存在声视界这样的特征尺度，更不具备重子声波振荡这样的特征分布。又因为暗物质的总质量远大于重子物质的总质量，脱耦之后，经过暗物质和重子物质的引力相互作用的调节，在总物质分布里，重子声波振荡被大大压低了。因为总物质分布决定宇宙的引力，从而决定宇宙大尺度结构，所以宇宙大尺度结构中的重子声波振荡也被大大压低了。与宇宙微波背景辐射中明显的波峰波谷(图 1)相比，不加提示，普通读者

很可能看不出观测数据中的重子声波振荡(图 3)。

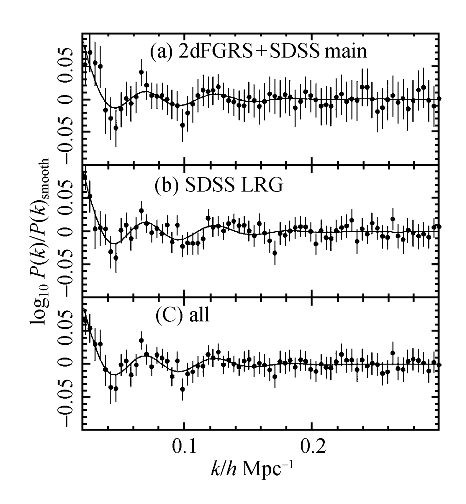


图 3　两度视场星系红移巡天和斯隆星系巡天星系分布功率谱中的重子声波振荡

与图 2 比较，可见声波振荡的幅度被大大压低了。如果没有图中实线(理论预言的重子声波振荡)的提示，很难看出重子声波振荡的痕迹

值得庆幸得是，虽然暗物质的存在大大压低了重子声波振荡的振幅，它并没有改变重子声波振荡的特征分布，没有改变声视界这个特征尺度。不仅如此，虽然星系空间分布中的重子声波振荡并不明显，如果星系巡天足够大，足够深，却仍然能够被测量得到。2005 年，两个研究组分别在两度视场星系红移巡天(2dFGRS) 和斯隆星系巡天(SDSS) 的星系分布中测到了重子声波振荡(图 4)。在统计学上，描述星系分布的一个常用统计量是关联函数，定义为空间间隔为 r 的星系对数目超过均匀分布的星系的对数目的比例。关联函数越大，表示在相应尺度上星系分布越集中。正像水波在水中传播导致一个半径为声视界的圆形波峰一样，重子声波振荡导致星系关联函数在空间间隔为声视界的尺度上出现一个鼓包，而这正是观测到的结果(图 4)。对关联函数做傅里叶变换，就得到了描述星系分布的另一个长远统计量：功率谱。比较图 4 和图 3，可以看出关联函数中的鼓包对应于功率谱里的振荡衰减的余弦函数。

重子声波振荡的成功测量引起了宇宙学界的极大兴趣，因为这把量天尺正是宇宙学家梦寐以求的宇宙标准尺。不同于造父变星(只能应用到大约 5000 万光年以内)，它能够应用到百亿光年的距离上；不同于宇宙微波背景辐射只能测量到宇宙脱耦时刻(最后散射面)的距离，它可以测量到宇宙不同时刻的距离，距离跨度从几十亿光年到上百亿光年；不同于一型超新星，它不仅仅能够测距离，而且能够直接测出宇宙各个时刻的膨胀速度(即哈勃参量)。关于这一点，直观的解释是，把这把量天尺平放在天球上(垂直于视线方向)，测量它张开的角度，我们就得到距离。把

它沿着视线方向放置，测量它对应的红移间隔，我们就得到哈勃参量。比起距离，哈勃参量能够更加直接得告诉我们宇宙膨胀的信息和暗物质、暗能量的演化。更重要的是，超新星的绝对亮度需要经验关系的校准，从而存在一些不确定性，而重子声波振荡的尺度能够从第一原理严格计算。

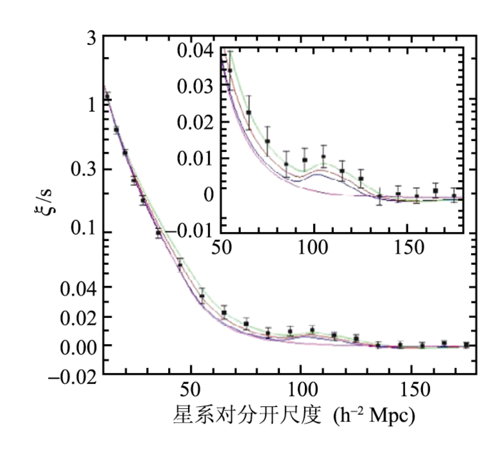


图 4　2005 年在斯隆星系巡天中测到的星系关联函数中的重子声波振荡

图中鼓包就是重子声波振荡造成的。对应尺度为约 150 百万秒差距(约 4.9 亿光年)

2006 年，一个宇宙学研究的权威专家顾问组，暗能量特别工作组(the dark energy task force)，把重子声波振荡列为暗能量的四大探针之一写进他们的暗能量特别工作组报告。在报告中，他们特别强调了重子声波振荡在物理原理上的干净和可靠。

重子声波振荡的初步测量只是第一步，在精密宇宙学时代，我们需要的是它的精确测量。对重子声波振荡来说，首先要克服的是宇宙统计涨落带来的误差。这就要求星系巡天足够大，足够深。目前的几个雄心勃勃的项目计划测量 2 万平方度左右的天区(即约半个天区)中一直到上百亿光年外的上亿、甚至上十亿量级星系。这些项目，将能够把宇宙的距离和膨胀速度测准到好于 1%的精度。不仅如此，有望利用星系之外的宇宙大尺度结构，例如宇宙中中性氢的分布等，精确测量重子声波振荡。

然而，在 1%的精度上，重子声波振荡宇宙学存在着几大挑战。它的关键假设就是重子声波振荡的特征分布不会随着宇宙演化而改变。但是已知有几个因素会造成它的改变，造成关联函数中重子声波振荡鼓包位置的移动，显然，这会误导我们对宇宙距离和膨胀速度的测量。例如，宇宙的非线性演化在声视界的尺度上虽然没有严重到抹平重子声波振荡的地步，却仍然有 1%左右的影响。这些因素的发现、量化和修正，是重子声波振荡宇宙学的主要研究对象之一。

从理论到初步的成功测量，重子声波振荡走过来三十多年的历程，在今天，终

于迎来了它的黄金时期。我们期待着在今后的二十年里，这把宇宙学家梦寐以求的宇宙标准量天尺能够揭示出关于暗物质、暗能量和引力的这些宇宙最深刻的奥秘。

撰稿人：张鹏杰
中国科学院上海天文台

太赫兹波及其应用

Terahertz Wave and Its Applications

太赫兹(THz)波是指波长介于 3 毫米(0.1THz)和 30 微米(10THz)之间的电磁波。在电磁波谱图上，THz 频段位于微波与红外光之间，是电磁波谱中有待进行全面研究的最后一个频率窗口，被称为电磁波谱中的“THz 空隙”(如图 1)。THz 科学涉及电磁学、光电子学、半导体物理学和材料科学等多个学科，它在信息科学、生物学、医学、天文学和环境科学等领域有重要的应用价值。

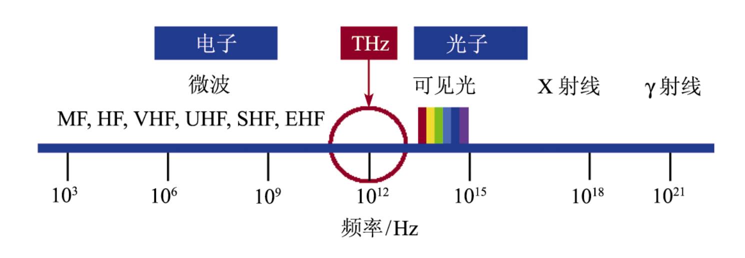


图 1　电磁波谱图

从 20 世纪 90 年代中期开始，在全世界范围内掀起了 THz 科学研究的热潮。从 1994 年开始，美国自然科学基金会、美国国家航天局、能源部和卫生学会每年均列出 3~5 项重大项目和 20 项左右的基金项目资助 THz 科学探索和应用研究。2006 年 1 月美国国防部将 THz 技术列入国防重点资助范围。美国各国家实验室，如劳伦斯–利弗莫尔国家实验室和洛斯–阿拉莫斯国家实验室等，对 THz 辐射源、探测和传输器件等做了中长期研究规划，并开展了相关的 THz 科学研究。欧盟则制定了多项大型跨国研究计划，主要包括 Teravision 计划(THz 辐射成像与在生物医学和其他领域的应用)、THz–Bridge 计划(THz 辐射与生物系统的相互作用)和欧洲太空总署 Star-Tiger 计划(遥感)等。研究内容主要涉及 THz 波谱成像、空间天文学、THz 遥感、THz 光子带隙材料以及 THz 微机械检测等。2005 年 1 月日本在未来 10 年科技战略规划中公布了 10 项拟攻克的重大关键技术，将 THz 技术列为首位，并联合欧美组织了一个庞大的 THz 天文探测计划，主要对来自太空的 THz 辐射进行探测。同时，他们研制了 0.12 THz 的无线通信系统[1](如图 2)。

目前，THz 科学研究正越过起步阶段，向深层次理论探索、器件研制以及应

用研究等多方面迅速发展。主要研究内容包括 THz 源、探测器、THz 无源器件以及 THz 在通信和成像等方面的应用。

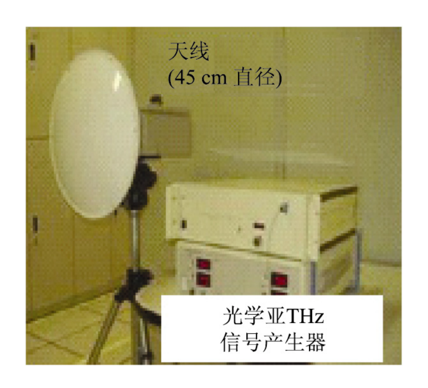


图 2 日本研制的 0.12THz 无线通信系统[1]。

THz 源和探测器。尽管 THz 科学与技术研究热潮已持续十几年，THz 源和探测器的研制依然是本学科的核心研究内容。THz 量子级联激光器(THzQCL)[2,3]具有重量轻、体积小、能量转换效率高和易集成等优点，一直备受人们关注。目前 THzQCL 最大输出功率达到 250mW，频率覆盖 1.2~5.0 THz(加磁场条件下可低于 1.0 THz)，最高工作温度达 186 K。相比于 THz 热电探测器，THz 量子阱探测器(THzQWP)时间响应快，探测灵敏度高，并具有光谱分辨本领。因此，THzQWP 在 THz 无线通信和实时成像等方面具有重要的应用价值。中科院上海微系统与信息技术研究所信息功能材料国家重点实验室于 2008 年初步实现了基于 THzQCL 和 THzQWP 的 THz 通信演示。在天文探测领域，基于超导电子学的外差探测技术目前也取得了显著进步。

THz 时域谱技术。该技术是目前最成熟的 THz 技术之一。英国 TeraView 公司开发的 THz 时域光谱仪系统在成像方面取得了较大进步。基于探测器阵列的 THz 时域谱成像技术是未来一个重要的发展方向。利用固体电子学和真空电子学方法产生和探测 THz 辐射的研究目前也取得了较大进展。

THz 无源器件。包括 THz 光学元件、THz 波导和 THz 波段的光子晶体器件等。美国洛斯-阿拉莫斯国家实验室在半导体衬底上沉积约 200nm 厚的金膜，利用标准平面工艺，在金膜上刻蚀不同的周期图案，从而改变 THz 波的传播和透射等特性，对 THz 波进行不同程度的操控，为制备 THz 频段的放大器、高速开关和混频器等提供了新的思路。众所周知，由于大气对 THz 波的强烈吸收，研制高效率的 THz 波导，是实现远距离 THz 传播的关键。引入光子晶体或利用金属表面等离子激元概念进行 THz 波导设计和制备，备受人们关注。世界上很多研究机构对此进行了理论和实验研究，预计在未来几年能够取得突破性进展。

THz 应用。目前，THz 技术在 THz 检测、THz 成像以及 THz 通信等方面的应用已取得了较大进展，具体包括：THz 时域谱技术在生物和医疗方面的应用；毒品、爆炸物等敏感物质的检测和鉴别；材料的 THz 频段光学特性的表征等。美国 MIT 的 Q. Hu 教授[4]利用自行研制的 THzQCL 和一个商用红外波段 320×240 像素的焦平面阵列探测器(其响应率峰值在中红外波段，在 THz 频段仅有较小的响应率)，实现了 THz 视频成像（如图 3）。

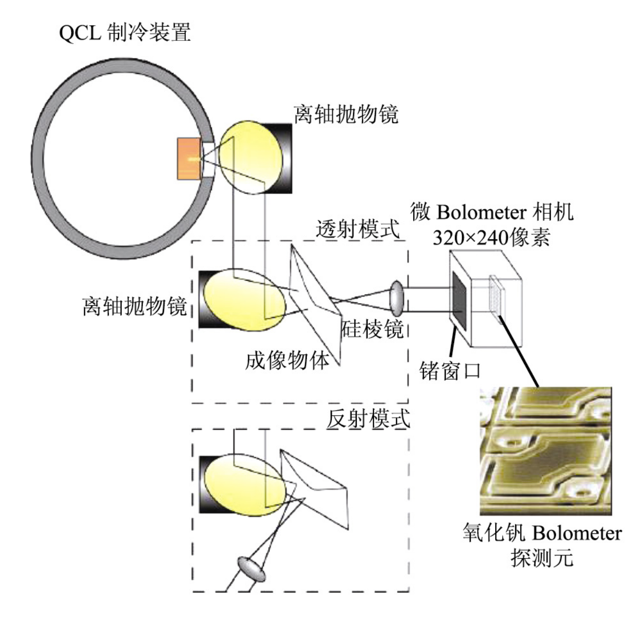


图 3　利用 THz 量子级联激光器实现 THz 视频成像[4]。

在国内，THz 科学技术受到政府机构和各科研院校的高度关注。国家科技部和国家自然科学基金委等部门都给予了大力的支持，大大推动了我国 THz 科学技术的发展。目前，我国在太赫兹源、探测、成像和通信等领域已经取得了一些重要成果。

参 考 文 献

[1] Hirata A, Kosugi T, Takahashi H, Yamaguchi R, Nakajima F, Furuta T, Ito H, Sugahara H, Sato Y, and Nagatsuma T. 120-GHz-Band millimeter-wave photonic wireless link for 10-Gb/s data transmission. IEEE Trans Microw Theory Tech, 2006, 54(5):1937–1943.

[2] Köhler R, Tredicucci A, Beltram F, Beere H E, Linfield E H, Davies A G, Ritchie D A, Iotti R C, and Rossi F. Terahertz semiconductor-heterostructure laser. Nature, 2002, 417:156–159

[3] 曹俊诚. 太赫兹量子级联激光器研究进展. 物理, 2006, 35(8): 632–636.

[4] Lee A W M, Williams B S, Kumar S, Hu Q, and Reno J L. IEEE Photonics Technol Lett, 2006,

18(13): 1415–1417.

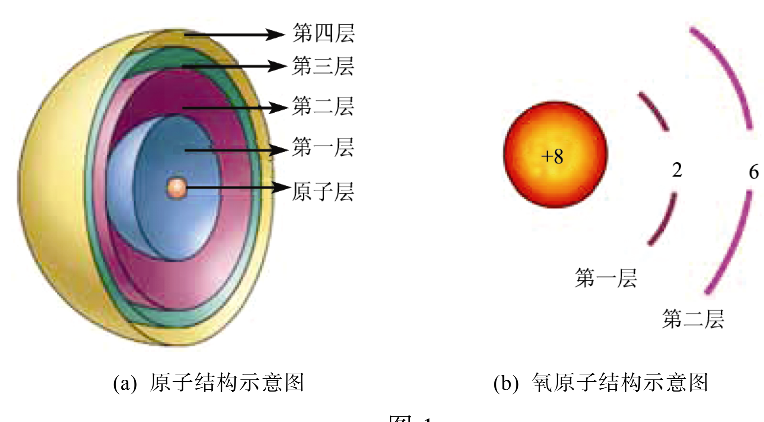
撰稿人：曹俊诚

中国科学院上海微系统与信息技术研究所

有粒子数反转与无粒子数反转激光

Laser With or Without Population Inversion

原子是由原子核和绕核运动的电子组成的，整个原子核体积很小，仅占原子体积的几千亿分之一。电子是在核外的空间里高速运动，有的原子核外只有一个电子，而有的原子核外有多个电子。这些电子的能量并不相同，能量越低的电子受原子核束缚越强，距原子核越近，能量越高的电子受原子核束缚越弱，距原子核越远。为了便于说明问题，人们通常引入如图 1(a)所示的原子结构示意图，表示原子中核外电子的运动状态。通常用电子层来表明运动的电子离核远近不同，离核最近的是第一层，以此类推是第二层、第三层……。这样，电子就可以看作是在能量不同的电子层上运动。图 1(b)所示为氧原子结构示意图，图中的数字“+8”表示原子核带有八个正电荷，数字“2”代表有两个电子在第一电子层上运动，数字“6” 代表有六个电子在第二电子层上运动。



(a) 原子结构示意图　　(b) 氧原子结构示意图

图 1

每个电子层根据电子运动能量及运行轨道的不同又分为一些亚电子层。由于每个亚电子层具有不同的能量，而且不同亚电子层的能量呈不连续变化，就像不同高度的台阶，所以被称作能级，如图 2 所示。其中，E_1、E_2、E_3 分别对应能级 1、2、3 的能量，ω_1,ω_3 分别对应一个处于能级 3 的原子向能级 1、2 跃迁时发出的光的频率，ω_2 对应一个处于能级 2 的原子向能级 1 跃迁时的频率，且有能量关系 $\hbar\omega_1 = E_3 - E_1$，$\hbar\omega_2 = E_2 - E_1$，$\hbar\omega_3 = E_3 - E_2$，其中 $\hbar$ 是 Planck 常数。原子中不同数量的电子分布在不同的能级上，通常电子都会处于每个电子层中能量最低的能级

(称为基态)，因为这时原子最稳定。只有当电子吸收能量才能跃迁到能量较高的高能级(称为激发态)，而处于激发态的电子很不稳定，会迅速回到基态，同时释放能量。这种原子中的电子通过吸收或放出能量的方式所发生的跃迁，称为能级跃迁。若电子跃迁中交换的能量是光能，则称为光跃迁。

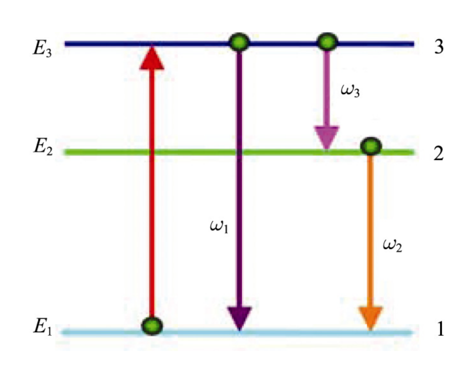


图 2　能级示意图

按照爱因斯坦的唯象理论，光与原子相互作用时会发生三种物理过程，即自发辐射过程、受激吸收过程和受激辐射过程，如图 3 所示。自发辐射过程是指，处于激发态的电子不能长时间停留在高能级，即使没有外界作用，也会自发的由高能级向低能级跃迁，并发射一个光子的过程。自发辐射是原子在不受外界光场控制情况下的自发过程，因此大量原子的自发辐射光是毫不相关的，这样的光称为非相干光。受激吸收过程是指，处于低能级上的电子，在激发光场的作用下，吸收一个光子(激发光子的能量)而跃迁到高能级的过程。由于原子每发生一次受激吸收，都会吸收一个光子，所以当受激吸收占主导过程时，光在原子介质中传输时光强会逐渐减弱。受激辐射过程是指，处于高能级上的电子，受到外来光子的激励，由高能级被迫跃迁到低能级，同时发射出一个与激励光子一模一样的光子的过程。由于每发生一次受激辐射，都会发出一个光子，所以当受激辐射占主导过程时，光在原子介质中传输时光强会逐渐增强。受激辐射是原子在外界光场的控制下的发光过程，因而各原子的受激辐射光不再是毫无规则的，而是和外界激励光场相同的光，称为相干光。受激辐射的这一重要特性就成了现代量子电子学的出发点，后面将说明，激光就是一种受激辐射的相干光。

光与物质相互作用中的受激辐射过程就是激光产生的物理基础。激光一词来源于英文“LASER”，它是英语短语“Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation”的各词首字母组成的缩写词，意思是“受激辐射的光放大”。激光的英文全名已完全表达了一个激光器的主要工作过程。后来由我国著名科学家钱学森建

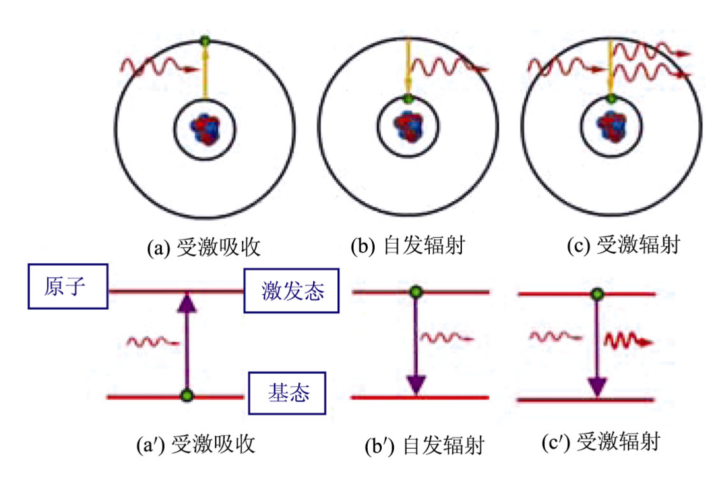
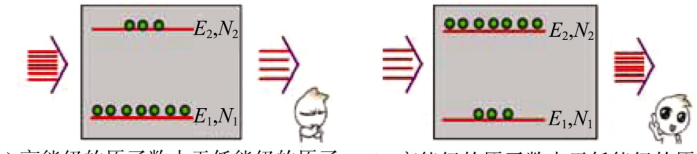


图 3　原子的三种跃迁过程

议，将“光受激发射”改称“激光”。

那么激光具体是怎样实现的呢？

设一个原子系统中具有高能级 E_2 和低能级 E_1，E_2 和 E_1 上的原子数分别为 N_2 和 N_1，在原子处于稳定状态下，高能级上的原子数要少于低能级上的原子数，$N_2 < N_1$。一般地，我们将这种粒子数的分布状态称之为粒子数正常分布状态。由于受激吸收与低能级的原子数 N_1 成正比，受激辐射与高能级的原子数 N_2 成正比，当 $N_2 \leqslant N_1$ 时，发生受激辐射的概率就小于发生受激吸收的概率，光强在传输过程中逐渐减弱(如图 4(a)所示)，是不可能实现光放大的。要实现光放大，必须采取特殊措施，打破原子数在稳定状态下的分布，使 $N_2 > N_1$，从而使受激辐射占主导地位，光经过介质时强度就会增加(如图 4(b)所示)，这是一种处于非稳定状态下的反常情况，称为粒子数反转。所以，产生激光的首要条件是实现粒子数反转。



(a) 高能级的原子数小于低能级的原子数时，光被原子吸收了，光强减弱　(b) 高能级的原子数大于低能级的原子数时，光被原子放大了，光强减弱

图 4　光强在传输中的变化

要实现粒子数反转，一定要有能实现粒子数反转的物质，即被激励后能发生粒子数反转的工作物质，也称作激光工作物质。由于原子内部结构的特殊性，决定了原子(电子)待在各能级的时间不同，即原子待在各能级的平均寿命长短不等。其中，寿命较长，比一般激发态稳定的能级称为亚稳态，亚稳态能更好地为粒子数反转创

造条件。在通常情况下，处于基态的原子数远远多于处于激发态的原子数，为了形成足够的受激辐射，得到激光，就必须从外界输入能量，使工作物质有尽可能多的原子吸收能量处在高能态，也就是使亚稳态上的原子数目超过基态上的原子数目，进而为实现光放大创造了条件。具有亚稳态的原子、离子或分子的物质，是产生激光的工作物质。

处于粒子数反转分布状态的工作物质是如何产生激光的呢？

要造成粒子数反转分布，首先要求工作介质有适当的能级结构，其次还要有必要的能量输入系统，供给低能级的原子(电子)以能量，促使它们跃迁到高能级。如果受激辐射的过程持续产生，则发出来的光子便会越来越多。只要我们把高能级的原子数量控制在大于低能级的原子数量，那么受激辐射的过程就会持续产生，这种控制原子受激辐射的装置我们称它为光放大器，光放大过程如图 5 所示。我们知道，光线发射出去时是以光速朝各个方向前进的，为了让产生的光线能够被收集起来并持续放大加以利用，则必须利用叫做谐振腔的设备。利用谐振腔可以形成所要求的强辐射场，使受激辐射概率远远大于自发辐射概率。谐振腔的主要部分是两个互相平行的并与工作介质轴线垂直的反射镜，有一个是全反射镜，另一个是部分反射镜，如图 6(d)所示。在外界通过光、热、电、化学或核能等各种方式的激励下，谐振腔内的工作介质将会在两个能级之间实现粒子数反转。这时产生受激辐射，在产生的受激辐射光中，沿轴向传播的光在两个反射镜之间来回反射、往复通过已实现了粒子数反转的工作介质，不断引起新的受激辐射，使轴向行进的该频率的光得到放大，这个过程称为光振荡。这是一种雪崩式的放大过程，使谐振腔内沿轴向的光骤然增强，所以辐射场能量大大增强，受激辐射远远超过自发辐射。这种受激的辐射光从部分反射镜输出，就是激光。沿其他方向传播的光很快从侧面逸出谐振腔，不能被继续放大。图 6 展示了激光的产生过程和激光器的组成。由前面的讨论可以看出，激光作为一种光，与自然界其他发光一样，是由原子(或分子、离子等)跃迁产生的，而且是由自发辐射引起的。不同的是，普通光源自始至终都是由自发辐射产生的，因而含有不同频率(或不同波长、不同颜色)的成分，并向各个方向传播。激光则仅在最初极短的时间内依赖于自发辐射，此后的过程完全由受激辐射决定。正是这一原因，使激光具有非常纯正的颜色，几乎无发散的方向性，极高的发光强度。而正是这些神奇的特性，使激光在各个领域具有一系列令人难以置信而又不得不相信的应用。

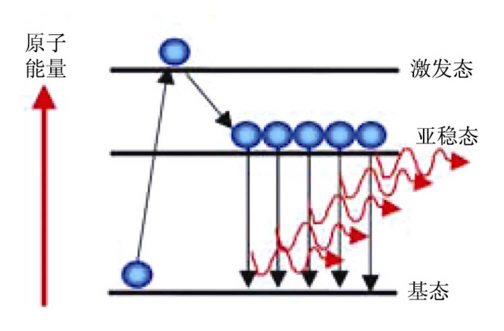
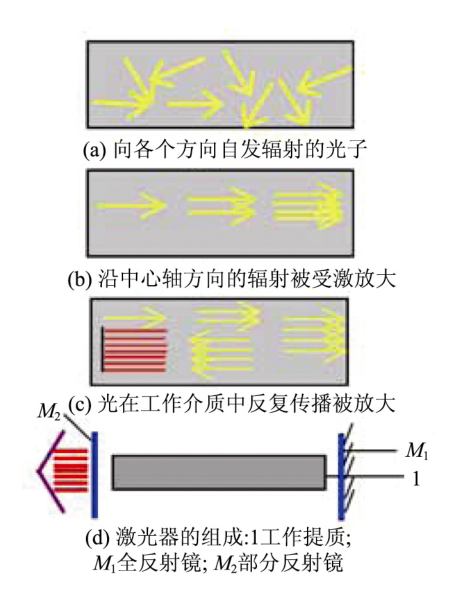


图 5　光放大过程



(a) 向各个方向自发辐射的光子

(b) 沿中心轴方向的辐射被受激放大

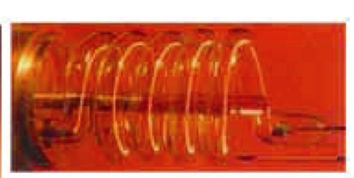
(c) 光在工作介质中反复传播被放大

(d) 激光器的组成:1工作提质; M_1全反射镜; M_2部分反射镜

图 6　激光的产生和激光器的组成

激光是 20 世纪以来，继原子能、计算机、半导体之后人类的又一重大发明。它的原理早在 1916 年就被著名的物理学家爱因斯坦发现。激光的出现始于 20 世纪 50 年代末 60 年代初。1958 年，汤斯与姐夫阿瑟 · 肖洛提出了将微波激射器原理应用于光波波段进而实现激光振荡的理论。此后，世界上许多实验室都被卷入了一场激烈的研制竞赛，看谁能成功制造并运转世界上第一台激光器。1960 年，美国物理学家西奥多 · 梅曼(如图 7)在佛罗里达州迈阿密的研究实验室里，赢得了这场世界范围内的研制竞赛。他用一个高强闪光灯管来照射在红宝石水晶里的铬原子，从而产生一条相当集中的纤细红色光柱，当它射向某一点时，可使这一点达到比太阳还高的温度。此后激光技术得到了迅猛发展，以不同材料为工作介质的各种激光器相继研发成功。


(a) 西奥多 · 梅曼


(b) 1960年梅曼研制成功世界上第一台可实际应用的红宝石激光器。它标志着激光技术的延生

(c) 红宝石激光器

图 7

前面我们介绍的是传统的有粒子数反转激光，传统激光器工作时，要求在两个激光能级间首先实现粒子数反转，进而获得光放大和激光振荡的这一先决条件，大大地限制了激光工作物质的选择和波段开拓，尤其是在短波区域，波长越短，实现

粒子数反转就越困难。因此多年来寻找一种无粒子数反转的激光器一直是科学家们努力的方向。

由前面的理论分析可知，只有当受激辐射大于受激吸收，即 $B_{21}N_2 \geqslant B_{12}N_1$ (B_{21} 和 B_{12} 分别为受激辐射系数和受激吸收系数)，通过介质的光波场才会被放大，我们才有可能借助于谐振腔的多次反馈来实现激光振荡。根据爱因斯坦关系式可知，如果原子的受激辐射系数和受激吸收系数不相等,那么粒子数反转就不再是产生激光振荡的必要条件了。无粒子数反转激光就是指通过某种特殊的方法使原子的受激辐射和受激吸收不再对称,进而在上能级粒子数小于下能级粒子数的情况下实现激光振荡。对于无粒子数反转激光，上能级不再需要是亚稳态，因而对于获得短波长激光非常有利。然而，尽管无反转激光的研究早在激光诞生后不久就出现了，但是人们一直未能找到合适的方法来实现有实际应用价值的无反转激光。许多科学家提出利用原子相干效应破坏原子两能级间吸收与发射的对称性,从而获得无反转激光的理论设想，并提出了一些合适的理论模型。直到 20 世纪 80 年代末，人们意识到了在强激光驱动的多能级原子系统中，可以实现有实际应用价值的无反转激光，才开始进行大量研究。进入 90 年代，人们又相继提出了多种原子模型来实现无反转光放大，并讨论了各种因素对无反转光放大的影响。

1991 年，美国的 Narducci 教授等人提出了一种可实现无反转光放大的四能级原子模型，如图 8 所示。该原子模型中，一束频率为 ω_c 的激光照射原子，激励原子在两个基态能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 与激发态能级 $|3\rangle$ 之间跃迁；另一束标记为 Λ 的非相干光激励原子，使另一个激发态能级 $|4\rangle$ 上面有一定的粒子数分布，但不必达到与一个基态间的粒子数反转；另外一束频率为 ω_p 的弱激光场与能级 $|4\rangle$ 和基态能级之间的频率相近，称为探测场。经过理论分析，这个原子系统就等效于图 9 所示的模型，其中 $|+\rangle$ 、$|0\rangle$ 、$|-\rangle$ 三个态是基态 $|1\rangle$ 与 $|2\rangle$ 的线性组合。在这个等效的系统里，虽然激发态能级 $|4\rangle$ 上的粒子数很少，但是相对于没有任何粒子数分布的能级 $|+\rangle$ 、$|-\rangle$ 来说，仍然能够形成粒子数反转。在这个等效的系统中，基态的粒子都被束缚在 $|0\rangle$ 态上，而 $|0\rangle$ 态与 $|4\rangle$ 之间是不发生相互作用的。

2002 年吉林大学的科研小组采用如图 8 所示的四能级原子模型，在钠原子蒸气中观察到了首例无粒子数反转光放大现象，如图 10 所示，频率为 ω_c 的激光没有照射原子时，探测场在共振处被原子强吸收，用频率为 ω_c 的激光照射后，探测场经过原子介质后在两个频率处被强烈地放大,这两处光放大分别对应着图 9 中的两个跃迁频率。这是国际上首次通过实验验证了通过原子相干效应可实现无反转光放大的理论预言，对该领域的理论研究和后继实验研究起到了重要的推动作用。继这

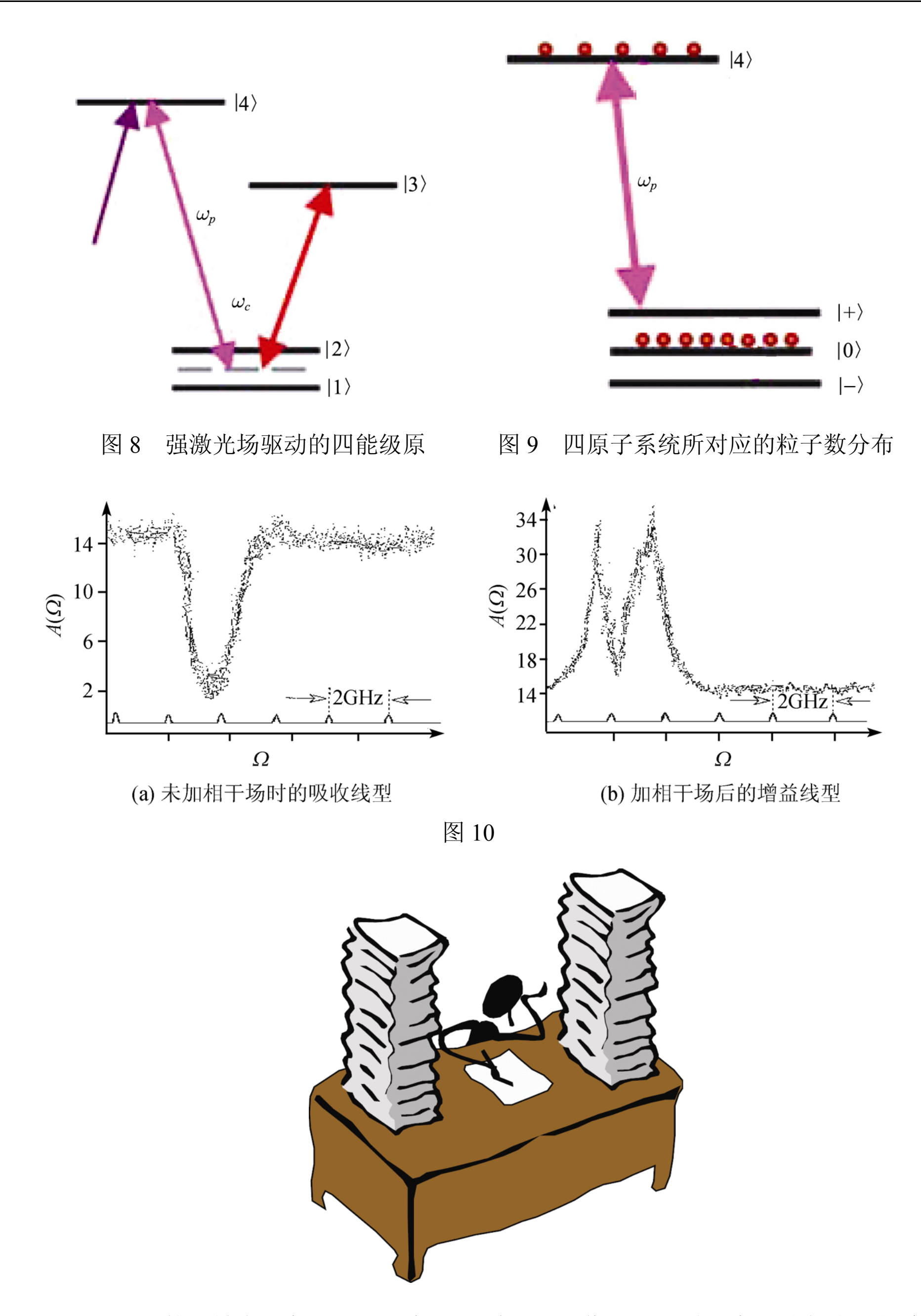


图 8　强激光场驱动的四能级原

图 9　四原子系统所对应的粒子数分布

(a) 未加相干场时的吸收线型

(b) 加相干场后的增益线型

图 10

图 11　无粒子数反转激光仍然是一个任重而道远的工作，需要科学家继续努力、探索

个实验之后，国际上多个研究小组于 1993 年和 1994 年也分别从实验上观察到同类效应，并导致了 1995 年无粒子数反转激光振荡实验的出现。1995 年美国的 Zibrov

等人以铷原子蒸气为介质首次成功实现了无粒子数反转的激光振荡,得到了频率为794nm、强度为30μW的激光输出。

在激光研究领域,人们希望通过无反转激光获得波长尽量短的相干辐射光。但是到目前为止,人们还没有观察到紫外和更短波段的无反转光放大或是激光振荡,这是因为实现无粒子数反转光放大对原子能级的特性有特别的要求。原子高激发态能级满足这些要求很困难,而在可见波段得到的光放大也很小,难于将其制成实用的激光器。但是,一直以来,人们并未停止对这种基于强激光场产生的原子相干的无反转光放大理论的探索,以期能早日找到有利于在短波段实现无反转激光振荡的办法。

参考文献

[1] M O Scully, S Y Zhu, and A Gravrielides. Degenerate quantum-beat laser: lasing without inversion and inversion without lasing. Phys. Rev. Lett., 1989, 62: 2813.

[2] L M Narducci, H M Doss, P Ru, M O Scully, S Y Zhu, and C H Keitel. A simple model of a laser without inversion". Opt. Commun., 81, 379 (1991).

[3] J Y Gao, C Guo, X Z Guo, G X Jin, Q W Wang, J Zhao, H Z Zhang, Y Jiang, D Z Wang, and D M Jiang. Observation of light amplification without population inversion in sodium. Opt. Commun., 1992, 93: 323.

[4] J H Wu, H F Zhang, and J Y Gao. Probe gain with population inversion in a four-level atomic system with vacuum induced coherence. Opt. Lett., 2003, 28: 654.

[5] D Braunstein and R Shuker. X-ray laser without inversion in a three-level ladder system. Phys. Rev. A, 2003, 68: 013812.

撰稿人:高锦岳

吉林大学物理学院

声学斗篷的隐身机理和物理实现

Invisibility (or Stealth) Mechanism and Physical Realization of Acoustic Cloaking

由于降低目标的声学可探测性在国防和工业中的重要作用,声隐身一直是声学研究的热点。传统的声隐身技术是通过吸收和衰减入射声波来减少反射波，以降低目标被探测到的概率。此前数十年的研究都集中在吸波材料和结构的设计与制备上。但是，该机理存在对入射声场产生扰动这一固有局限，目标对入射声波的散射会产生无法完全消除的反射和阴影，进而导致目标可能被各种主/被动探测设备所发现。所以严格意义上该机理是“低可探测性”的，无法实现真正的完全隐身。但声学隐身斗篷则是要让声波“穿过”目标而无法察觉它的存在，从而实现完全隐身。

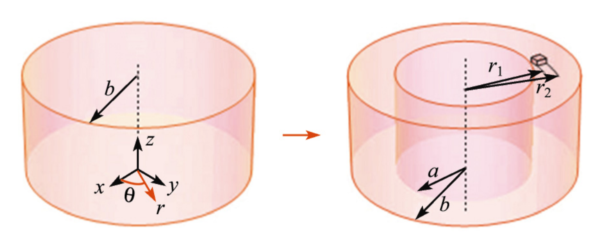
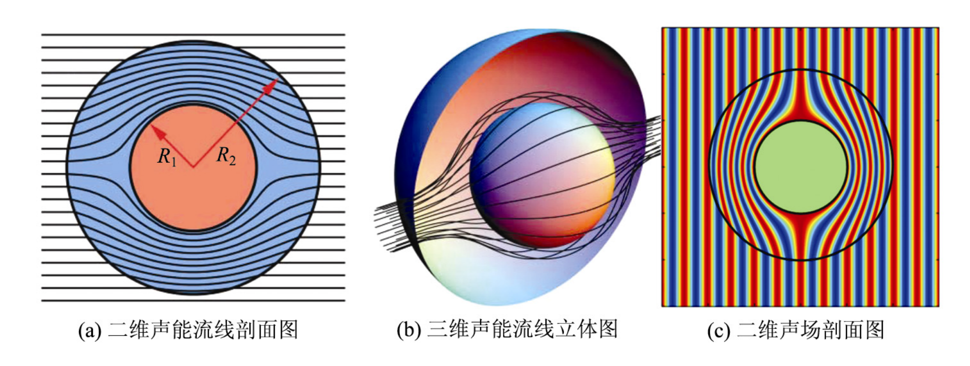


图 1　空间坐标变换示意图

自 2006 年发现坐标变换法在空间场压缩中的应用，并实验验证电磁波隐身斗篷原型以来，世界上有多个研究小组开始致力于声学隐身斗篷的理论研究。这种新型声斗篷的效果与电磁斗篷具有相似之处，电磁斗篷能够偏移光线，而声斗篷能够偏转声波。如图 1 所示，声斗篷的核心思想是将广义相对论的空间变换方法与声波方程相结合，将位于 $0<r<b$ 范围内的空间声场压缩到 $a<r<b$ 的范围内。通常声波在遇到物体后会反射回来，但是在遇到隐身斗篷后，声波会发生偏转，特殊设计的材料和结构会引导声波弯曲并绕开物体，对周围声场不产生扰动，从而不产生反射和阴影。图 2(a)和 2(b)显示的分别是平面声波在经过声学斗篷时能流线的二维剖面图和三维立体图。由图中可以看出，声学斗篷可以控制声能流线，使其绕过被斗篷掩蔽的区间，并随后再恢复原方向。对应的声场分布二维剖面图如图 2(c)所示，其中红色和蓝色分别表示单频谐波的峰值和谷值。由图 2(c)可以看出，声波波阵面在声学斗篷内部会被逐渐压缩弯曲，并在离开斗篷后立即恢复成平面状。从外部空间看，如果在物体上覆盖该声斗篷后，声波就像能够直接穿透其外表一样按照原路线进行

传播，而原先存在的物体好像根本不存在似的。因此，声学斗篷和被它掩蔽的物体对入射声场无散射、无扰动，也就可以规避任何主/被动有源/无源方法的探测，从而可以实现真正意义上的完全隐身。同时，被遮蔽的空间内部不存在声场，也就是说声学斗篷还可以起到屏蔽外界声波的声绝缘作用。由于具备独特的弯曲声场性质，声学斗篷存在广泛的潜在用途，例如，在水声对抗中使潜艇规避声呐定位仪的探测，在建筑声学中使建筑物的声学品质不因柱结构的散射而破坏，在工业中屏蔽外界的有害振动等。



(a) 二维声能流线剖面图　(b) 三维声能流线立体图　(c) 二维声场剖面图

图 2　在平面声波照射下的内径 R_1，外径 R_2 的理想声学斗篷

目前，美国和英国的研究人员在理论上已提出了二维和三维声学斗篷的设计原理，为通过透射声波实现完全声隐身开辟了道路。现在国际上正进一步深入研究原型声学斗篷的物理实现方案。图 1 所示的空间压缩变换需要斗篷的构成材料具有小于 1 的折射率。在声斗篷的设计理论中，沿径向空间变化的材料力学性质对斗篷的隐身性能有重要影响。如果能精确控制材料的密度和弹性参数，则可构造出不同结构和形状的声斗篷。但是，根据理论要求，构成声斗篷的特殊材料需具备正交各向异性密度分量。例如理想情况下三维球状和二维柱状声斗篷所需的材料参数分别如(1)式和(2)式所示：

$$\rho = \frac{b-a}{b}\frac{r}{(r-a)}, \quad \rho_\varphi = \rho_\theta = \frac{b-a}{b}, \quad \frac{1}{\kappa} = \left(\frac{b}{b-a}\right)^3 \frac{r^2}{(r-a)^2}, \tag{1}$$

$$\rho_r = \frac{r}{r-a}, \ \rho_\theta = \frac{r-a}{r}, \quad \frac{1}{\kappa} = \left(\frac{b}{b-a}\right)^2 \frac{r-a}{r}. \tag{2}$$

在研制这种材料时，关键在于声波实际是以不同方向和不同速度进行传播的。虽然目前尚未发现能够具备这种各向异性特性的天然材料，但是研究人员发现一种人工设计的复合型功能材料有可能会解决这个难题，能够在不同的介质中做到声波偏转后按原路线传播。这种复合物质就是声学“超材料”(acoustic metamaterial，亦称

“声学超常介质”)。声学超材料最大的特色在于，它与声波的交互作用并非决定于构成它的各组成物质本身的声学性质，而是决定于组成它的结构。为了达到此一目的，构成声学超材料的微共振单元的内部结构尺度必须远小于声波的波长。因此波长愈短的声波，所需的声学超材料也就愈精密复杂难以制造。理论上，水中低频声波的波长较长，其超材料基本单元的结构尺度可达几厘米，制造难度可能不会很高，这种超材料是可行的。

目前比较典型的两种局域共振声学超材料(LRSM)如图 3 所示。其中第一种 LRSM 的基本单元是由软的弹性介质橡胶包裹重的核心铅金等构成[图 3(a)]，第二种 LRSM 的基本单元是 Helmholtz 共振结构[图 3(c)]，它们的堆积结构分别如图 3(b)和图 3(d)所示。与电磁波超材料类似，这些 LRSM 的基本单元都是具有强烈共振调制作用的亚波长尺度的“单个微结构”。大量的这种微结构单元排列组成工作在长波长条件下的有效介质 LRSM。

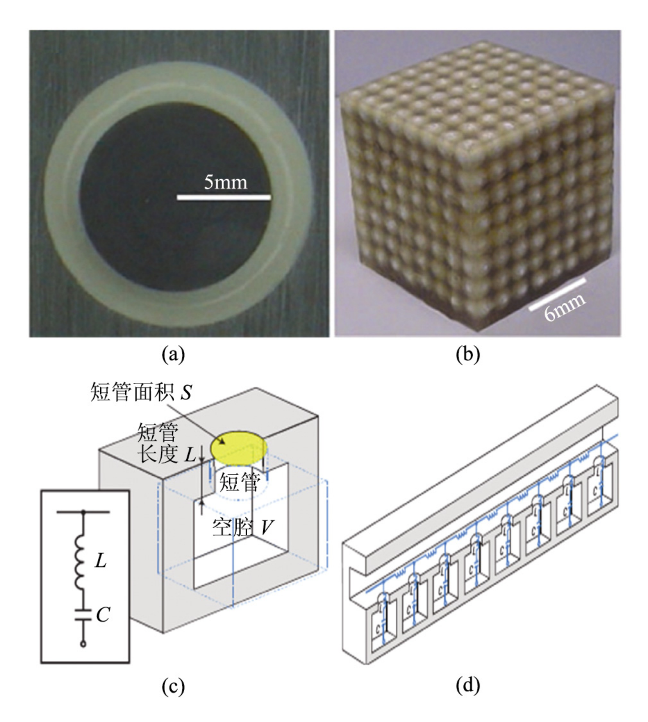


图 3　两种局域共振声学超材料(LRSM)：(a), (b) 二组分橡胶-铅核型; (c), (d) Helmholtz 共振型

到目前为止，对声波与声超材料的相互作用过程及声学超材料的精确设计还缺乏深入的研究。在一系列研究中发现，构成超材料的微单元的共振频率不仅由自身结构决定，还受到与相邻其他具有各种共振频率的微单元耦合的影响。研究也表明，

超材料一般都会吸收部分入射波能量，这也可能对声斗篷的隐身性能产生影响，降低隐身效果。更重要的是，超材料的等效声学参数除受其基本单元本身参数的作用外，也可能受单元的排列方式的影响。这些问题目前都只有定性解释，需进一步给予定量阐明。另外，目前的各种声学超材料本身设计和制备工艺比较复杂，这也增加了以其为基础实现声学斗篷的难度。

近来，有部分研究组提出采用类似声子晶体的多层精密复合结构来构造各向异性密度材料。在长波长条件下，这种结构宏观上具有各向异性参数，因而在理论上是可行的。数值模拟结果也证明了该材料构成的声斗篷可以有效地偏转声波，达到近似理想的隐形效果。但是，声波与组成声斗篷的各离散介质层的作用过程是怎样的？有哪些声学因素对两者的作用过程有影响？这些因素和功能材料的设计有什么关系？如何有效地利用这些因素来优化声斗篷的隐身性能？建立隐形的动态过程是怎样的？动态过程与稳态效果有什么关系？这些都有待进一步研究。

参 考 文 献

[1] J B Pendry, D Schurig and D R Smith. Controlling electromagnetic fields. Science, 2006, 312: 1780-1782.

[2] D Schurig, J J Mock, B J Justice, S A Cummer, J B Pendry, A F starr and D R Smith. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequency. Science, 2006, 314: 977-980.

[3] W Cai, U K Chettiar, A V Kildishev and V M Shalaev. Optical cloaking with metamaterials. Nature Photonics, 2007, 1: 224.

[4] S A Cummer and D Schurig. One path to acoustic cloaking. New J. Phys., 2007, 9: 45.

[5] H Chen and C T Chan. Acoustic cloaking in three dimensions using acoustic metamaterials. Appl. Phys. Lett., 2007, 91: 183518.

[6] S A Cummer, B Popa, D Schurig, D R Smith, J Pendry, M Rahm and A Starr. Scattering theory derivation of a 3D acoustic cloaking shell. Phys. Rev. Lett., 2008, 100: 024301.

[7] Z Y Liu, X X Zhang, Y W Mao, Y Y Zhu, Z Y Yang, C T Chan, and P Sheng. Locally resonant sonic materials. Science, 2000, 289: 1734.

[8] N Fang, D J Xi, J Y Xu, M Ambati, W Srituravanich, C Sun and X Zhang. Ultrasonic metamaterials with negative modulus. Nat. Mater., 2006, 5: 452.

[9] Y Cheng, J Y Xu and X J Liu. One-dimensional structured ultrasonic metamaterials with simultaneously negative dynamic density and modulus. Phys. Rev. B, 2008, 77: 045134.

[10] Y Cheng, F Yang, J Y Xu and X J Liu. A multilayer structured acoustic cloak with homogeneous isotropic materials. Appl. Phys. Lett., 2008, 92: 151913.

撰稿人：刘晓峻　程　营

南京大学声学研究所

声孔效应的物理模型

Physical Model of Sonoporation

声孔效应是指在包膜造影剂协助下的超声可以瞬时把细胞膜打开,将大分子通过声激发进入细胞，停止超声波作用后细胞膜的结构又恢复常态[1~7]。利用声孔效应可以将 DNA, 抗体及抗癌症的药物传送到细胞中，从而治疗现有医疗手段所不可治愈的疾病如老年性痴呆、帕金森疾病和其他一些遗传疾病，并且有望治疗癌症这一顽疾，因此有十分重要的应用价值。

一般来说，在介质中传播的行波是介质质点速度的函数。当超声的振幅是小振幅，超声的传播可认为是线性的，只保留声波方程的一阶项。当超声的振幅变得足够大(在诊断和治疗超声的许多应用都属于这一类)，线性近似不成立，一些二阶效应的现象变得很重要，其中一个现象是声流，声流是指在声场中稳定、直流的流动[8,9]。与声孔效应相关的声流为微声流，是小尺度的且与边界相关的流动(图 1)。

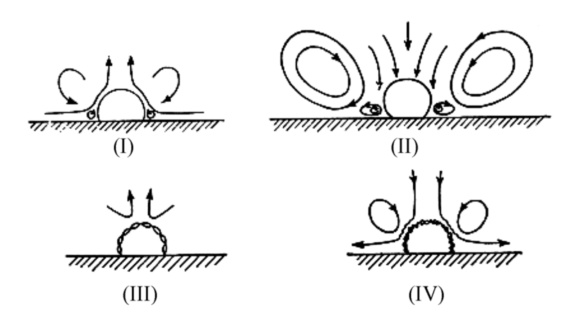


图 1　由板壁捕获的邻近于脉动半球气泡的声流图[10]

考虑固体板附近沿 x 方向传播的行波(频率为 f)，在黏滞介质中，邻近板的质点将黏附在壁上(数学上称为非滑移条件)，因此，交流速度将从主流 v_0 下降到板附近的零，形成所谓黏滞“交流”边界层。正如上述，微声流是二阶效应，稳定的直流流动图可以在一个振动的气泡和一个振动电线附近观察到[11]。在振动小物体或微气泡附近，微声流的直流速度通过黏性边界时，急剧下降。这一边界层称为直流边界层[12, 13]。直流边界层的厚度可与交流边界层相比。如果细胞恰好在此区域，一个由于很高的直流和交流速度梯度引起的很大的切应力将加到细胞上。Rooney[14] 发现直流应力而非交流应力是使细胞破裂的主要来源。

当包膜造影剂破裂成为自由气泡,自由气泡对超声的响应比其相对应的包膜气

泡要大，因为此时它更接近气泡的共振尺寸。与声流有关的应变应力与径向位移有关，超声频率 1MHz 比 2MHz 能产生更大的切变应力。甚至，其他的与气泡的强烈振动有关的一些现象，比如局部高温和内部高压，冲击波形成都有可能发生。因此，可以认为在超声辐照的开始阶段(开始时几秒)，自由气泡的非惯性空化将在致命性声孔效应和细胞破损方面起主要作用，这一过程通常发生得非常迅速，时间以秒计算。在长时间的超声辐照后，比如到 10 分钟，在包膜造影剂周围的声流将在可修补的声孔效应中起主要作用。

Ward 等.[5, 6]做了一个有趣的实验，在实验中，发现子宫颈的癌细胞在频率为 2MHz, 声压幅度为 0.2Mpa，存在 Optison®包膜造影剂的情况下对右旋糖酐分子瞬时可以通透。根据吴[12]的计算，一个典型完好的包膜微气泡的振动幅度只占它初始半径的一小部分。图 2 表示振动的包膜微气泡能产生声流，因此可认为分子变化可能是由这样的声流引起的。由这样的微声流[12]引起的应力大约在 18~92 Pa, 与吴等计算的在邻近喇叭尖端，振动频率为 21kHz 时声流所产生的可修补的声孔效应的大小相当，这也可以与[15]决定的白血细胞的消退阈相比较，其中的白血细胞是没有核的。相反，使红血细胞消退所需要的声流引起的应力就很高，在 450~560Pa 之间[11,16]。在这种情况下，惯性空化产生，决定声孔效应的物理机理就变得复杂，因为包膜造影剂在超声的作用下可能改变或毁坏，只要声压和辐照时间超过由包膜造影剂的大小和本质所决定的极限。由高速光学技术[17]表明一个 3μm 包膜造影剂在超声的振幅超过 0.3MPa，频率为 2.25MHz 的两个周期的辐射下而发生毁坏。临界声压随直径的增加而增加，直径为 4μm 的临界声压为 0.6MPa。当包膜造影剂成为碎片，气体逃离成为自由气泡。它们在液体中的溶解非常快，但在溶解之前将对超声起强烈反应。根据吴[12]的分析，声压在 0.1MPa 或更大(决定于它的大小)，自由气泡的半径在振动中可扩展到初始半径的两倍多。如果是这样，惯性空化的标准将得到满足。这种可能性带来了细胞暴露在包膜造影剂下，有超声作用时产生声孔效应机理的不确定性。当声压相当小时，部分起源于由完好的振动包膜微气泡相关声流引起的应力，部分起源于由破碎的超声造影剂释放出来的自由气泡而产生的惯性空化。惯性空化也可以出现在体内，特别是在肺或含有气的肠道，但是在体内的惯性空化产生的临界声压要求很高[18]。上述的实验结果说明了声孔效应可提高细胞膜的通透性，但由于惯性空化

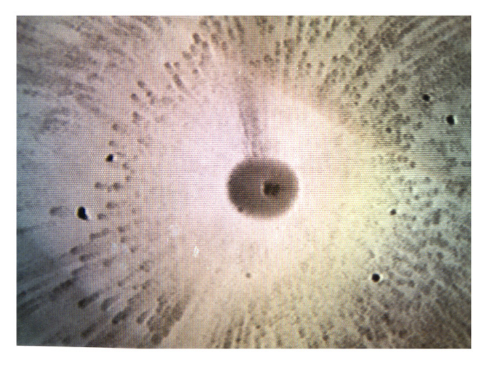
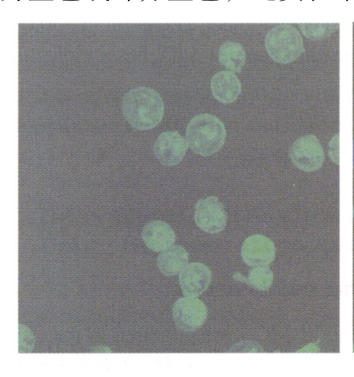
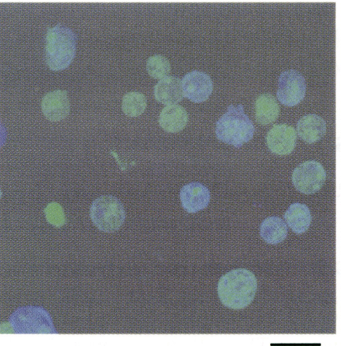


图 2　显微镜下观察到的振荡包膜造影剂下的声流图

包膜造影剂的半径为 15μm，半径小于 1μm 乳液作为跟踪液[19]

的产生，造成声孔效应物理机理的不确定性。

图 3 为细胞在共焦显微镜的实验照片，荧光素注入了淋巴细胞，左图为没有声孔效应的结果，右图有声孔效应的结果，也就是药物利用声孔效应进入了细胞，细胞由绿色变为蓝色或部分蓝色，此实验结果直接证明了声孔效应的存在。

30 μm

图 3　细胞在共焦显微镜的实验照片[20]

综上所述，声孔效应目前认为可能的物理机理包括包膜气泡的声空化以及声流，同时产生切变应力。声空化使微气泡在声波作用下表现出“震荡”或“内爆”活性,伴随发生的微束、休克波和射流等会使其周围组织细胞壁和质膜被击穿，产生可逆或非可逆的小孔。使用包膜造影剂协助超声的声孔效应的优势在于位置的特异性(超声很容易聚焦在所需要的体元)和容易操作所使用的超声参数。而且超声造影剂能降低超声的空化阈值，超声照射可在特定空间(聚焦区) 和特定时间破坏造影剂微泡，产生空化效应，使周围靶细胞(包括血管内皮细胞及组织细胞) 细胞间隙增宽，膜通透性增大，细胞表面形成小孔，同时微泡破裂时产生的冲击波、微声流作为一种驱动力量，促使从微泡上释放出来的药物或基因进入靶细胞。现一般将声孔效应分为两类：可修补和不可修补。可修补的声孔效应是由非惯性或稳定空化所产生，包膜微气泡在超声激励下经历了一个小和中等大小的振动，邻近包膜微气泡有微声流产生。当细胞位于包膜微气泡的边界层附近，它被微声流所引起的切变力所“按摩”。这种重复的“按摩”使得外来的质子，比如 DNA 和药物更容易渗透到细胞中。这样的细胞膜的改变是完全可逆的，它被称为可修补的声孔效应。另一方面，如果包膜造影剂经历惯性或暂态空化，包膜造影剂的动态非线性振动将使细胞永久变形，这一过程称为不可逆的，通常被称为细胞凋亡。尽管超声空化被认为是声孔效应的主要物理机制，但对如何有效地控制有关参数(如超声作用强度、作用时间或超声造影剂中微气泡的浓度等)，在不损坏细胞膜的前提下获得最高的细胞膜通透性，还无明确的结论。另外，细胞膜通透性增加的无损检测方法也是迫切需要解决的关键问题。 许多实验结果表明,当超声波压力低于惯性空化阈值时,

微泡仍然会破裂,其原因仍不十分清楚。有待进一步分析研究在黏滞性液体当中,单个胶囊包裹的微泡和一簇微泡之间产生的微声流,并且计算在微泡表面和邻近血管壁之间产生的切变应力的值。有研究发现,由于黏滞性液体的非线性黏滞效应，声流的方向同用牛顿流体理论计算得出的结果相反。这表明先前关于微声流的理论仅仅适合符合牛顿力学的液体,也许并不能解释存在于黏滞性液体中的现象,这一方面的理论还有待于进一步研究和完善。国外的一些学者期望,假如在微泡和其表面之间存在黏滞性液体时,借助边界积分理论可建立一个关于在弹性表面附近不均一的微泡萎陷的模型。由此可见声孔效应的一系列的问题还没有得到很好的解决，声孔效应的物理机理还不是十分清楚,声孔效应的物理模型没有得到很好的建立。另外，现在声孔效应的效率还是很低，如何有效地提高声孔效应的效率，从而更有效的治疗疾病也是非常需要解决的问题。因此希望能建立声孔效应的物理模型，说明声孔效应的物理机理，并且能有效地提高声孔效应的效率。

相信随着研究的不断深入,声孔效应物理模型将得以建立，其物理机制将得到进一步的阐明。尽管目前还存在许多难题,但已取得的研究进展却显示了诱人的前景。由于超声波的应用越来越广泛,尤其在医学中,超声波对于药物及基因传递具有极其重要的作用。随着分子生物学,超声物理学和超声医学的发展,超声波对许多疾病的药物和基因治疗将取得突破性进展。

参 考 文 献

[1] S Bao, B D Thrall, D L Miller. Transfection of a reporter plasmid into cultured cells by sonoporation in vitro. Ultrasound Med.& Biol., 1997, 23(3): 953-959.

[2] D L Miller, S Bao, J E Morris Sonoporation of cultured cells in the rotating tube exposure system. Ultrasound Med. & Biol., 1999, 25(1): 143-149.

[3] D L Miller, J Quddus. Lysis and sonoporation of epidermoid and phagocytic monolayer cells by diagnostic ultrasound activation of contrast agent gas bodies. Ultrasound Med. & Biol., 2001, 27(8): 1107-1113.

[4] D L Miller, C Dou C, J Song. DNA transfer and cell killing in epidermoid cells by diagnostic ultrasound activation of contrast agent gas bodies in vitro. Ultrasound Med. & Biol., 2003, 29(4): 601-607.

[5] M Ward. J Wu, J F Chiu. Ultrasound-induced cell lysis and sonoporation enhanced by contrast agents. J. Acoust. Soc. Amer., 1999, 105(5): 2951-2957.

[6] M Ward, J Wu, J F Chiu. Experimental study of the effects of Optison concentration on sonoporation in vitro. Ultrasound Med. & Biol., 2000, 26(7): 1169-1175.

[7] J Wu. Theoretical study on shear stress generated by microstreaming surrounding contrast agents attached to living cells. Ultrasound Med. & Biol., 2002, 28(1): 125-129.

[8] W L Nyborg. Acoustic Streaming // Physical Acoustics. Vol. IIB. edited by W. Mason, New York: Academic, 1965: 266-331.

[9] J Wu, G Du. Acoustic streaming generated by a focused Gaussian beam and finite amplitude of

toneburSts. Ultrasound Med. & Biol., 1993, 19(2): 167-172.
[10] E Elder. Cavitation microstreaming. J. Acoust. Soc. Amer., 1959, 31: 54-64.
[11] J A Rooney. Hemolysis near an ultrasonically pulsating gas bubble. Science, 1970, 169: 869-871.
[12] J Wu, J P Ross, J F Chiu. Reparable sonoporation generated by microstreaming. J. Acoust. Soc. Amer., 2002, 111(3): 11460-11464.
[13] W L Nyborg. Physical Principles of Ultrasound. edited by F. J. Fry. Amsterdam: Elsevier Scientific Publishing Co. 1978.
[14] J A Rooney. Shear as a mechanism for sonically induced biological effects. J. Acoust. Soc. Amer., 1972, 6: 1718-1724.
[15] J A Crowell, B K Kusserow, W L Nyborg. Functional changes in white blood cells after microsonation. Ultrasound Med. & Biol., 1977, 3: 185-190.
[16] A R Williams, D E Hughes, W L Nyborg. Hemolysis near a transversely oscillating wire. Science, 1970, 169: 871-873.
[17] J E Chomas, P Dayton P, D May, K Ferrara. Threshold of fragmentation for ultrasound contrast agents, J. Biomed. Opt., 2001, 6(2): 141-150.
[18] NCRP. Exposure criteria for medical diagnostic ultrasound II: Criteria based on all known mechanisms. National Council on Radiation Protection and Measurements Report No.140. Bethesda MD: NCRP Publications, 2002.
[19] G Gormley, J Wu. Acoustic streaming near Albunex spheres. J. Acoust. Soc. Amer., 1998, 104(5): 3115-3118.
[20] J Wu. Sonoporation, Gene Transfection, Anticancer drug and Antibody Delivery Using Ultrasound, Emerging Therapeutic Ultrasound. Singapore: World Scientific Publishing Co. Ltd, 2006.

撰稿人：刘晓宙　程建春
近代声学教育部重点实验室，南京大学声学所

金属玻璃中的科学

Science in Metallic Glasses

3000 多年前，一艘欧洲腓尼基人的商船，满载着晶体矿物“天然苏打”，航行在地中海沿岸的贝鲁斯河上。由于海水落潮，商船搁浅了，于是船员们纷纷登上沙滩。有的船员还抬来大锅，搬来木柴，并用几块“天然苏打”作为大锅的支架，在沙滩上做起饭来。他们撤退时发现锅下面的沙地上有一些晶莹明亮、闪闪发光的东西！原来，这些闪光的东西，是他们做饭时用来支撑锅的天然苏打在火焰的作用下，与沙滩上的石英砂发生化学反应而产生的晶体，这就是最早的人工玻璃，而天然玻璃最初由火山喷出的酸性岩凝固而得。公元前 3700 年前，古埃及人就已经将石英与适当的氧化物熔剂一起熔化制造出传统的硅酸盐玻璃，并制成玻璃装饰品和简单玻璃器皿，当时只有有色玻璃，公元前 1000 年前，中国制造出无色玻璃，又称作琉璃。公元 12 世纪，出现了商品玻璃，并开始成为工业材料。18 世纪，为适应研制望远镜的需要，制出光学玻璃。1873 年，比利时首先制出平板玻璃。1906 年，美国制出批量生产平板玻璃机器。此后，随着玻璃生产的工业化和规模化，各种用途和各种性能的玻璃相继问世。由于玻璃的各种光学、化学、物理等优异和特殊性能，玻璃不仅应用于建筑、交通运输、包装和照明等日常生产生活，还是光学、电子学、光电子学等科学技术领域不可缺少的重要材料。

玻璃是熔融(液态)物质在冷却过程中不发生结晶而形成的非晶态物质。玻璃包括氧化物类(例如喝水用的玻璃杯)，聚合物类(例如塑料，通常是由碳－氢分子类聚合物链无序排列而成)、半导体类(例如硫族化合物玻璃)等多个种类。目前玻璃领域的研究热点是一种新型的金属玻璃(又称作非晶态合金)。1960 年加利福尼亚大学的杜威兹发明了直接将液态 Au-Si 合金急冷(约 10^6 K/s)制备出 Au-Si 金属玻璃的方法。20 世纪 90 年代以来，Inoue，W. L. Johnson 等人开始系统研究一系列多组元合金族的玻璃形成能力(GFA)，获得了 La 基、Mg 基、Zr 基、Ni 基、Fe 基、Ti 基等大块金属玻璃体系。图 1 是大块金属玻璃的典型形貌图。Zr-Ti-Cu-Ni-Be 金属玻璃系其非晶形成能力已经接近传统氧化物玻璃，金属玻璃直径最大达到十多厘米，重达 20 千克。金属玻璃由于其独特的无序结构，兼有一般金属和玻璃的特性，因而具有很多优异的力学、物理和化学性能，具有广泛的应用前景。日本和美国还开发了滑雪、网球拍、自行车、潜水装置等等体育项目的大块金属玻璃商品；不久的将来，我们将可以看到用大块金属玻璃做的手表表壳，手提电脑外壳等等商业产品。由于其优异的力学性能和较好的热稳定性，在军事方面也得到了应用，可以用来制

造反坦克的动能穿甲弹，用大块金属玻璃和钨复合制成的穿甲弹头有很高的密度，很高的强度和模量，具有自锐效应，也具有贫铀弹头的高绝热剪切敏感性和更高的强度，穿深/质量比大，穿甲性能好，成为制造穿甲弹的新材料，有望取代对人类健康和环境造成严重危害的贫铀弹。

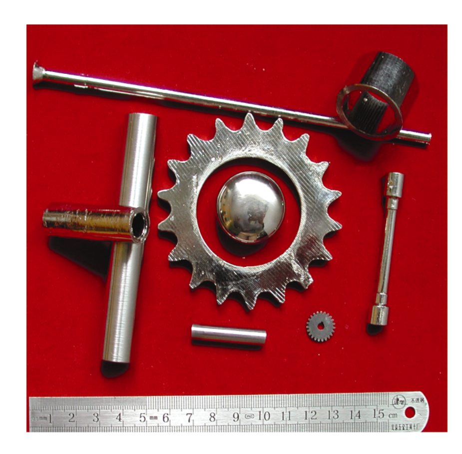


图 1　物理所研制的大块金属玻璃的典型形貌图

玻璃材料不仅应用到我们生活的方方面面，玻璃材料还包含很多深奥的科学问题，人们至今读这些问题的认识还很肤浅。其中常见的科学问题有为什么玻璃会形成？玻璃转变的本质即玻璃到底是固体还是液体？玻璃外什么很脆？玻璃脆性断裂机理等，下面将围绕玻璃转变和脆性断裂机理这两个热点的科学问题展开详细的介绍，前者涉及玻璃的形成机理，后者则和玻璃的工程应用密切相关。

液体变为玻璃的过程称为玻璃转变，它是各种玻璃制造中几乎都涉及的一个不可缺少的过程，诺贝尔物理学奖获得者 Anderson 称其是凝聚态物理中最深、最有趣的问题。尽管到目前为止人们还不能真正地理解玻璃转变本质，但玻璃化转变过程涉及自然界的很多现象，给有生命的与无生命的物质带来许多奇妙的现象和结果。例如生活在海洋里的缓步动物门动物，它们却可以在非常恶劣(干燥，低温)的环境下生存，并因此被认为是生命力最强的动物，其实就是借助玻璃态的保护作用。当低温和干燥来临时，缓步动物就会进入潜生状态——即使自己进入玻璃态而保护自身组织不受伤害。而当外界条件改善后，它们又可以重新恢复活力。研究人员们尝试着用类似的方法来长期保存生物体、血液、药品等。

液体的玻璃转变过程可以用图 2 来描述，如图所示，液体可以用两种方式固化：一种是不连续地固化成为晶态固体；另一种是连续固化而成为非晶态固体即玻璃。在通常情况下，液体冷却到在熔点 T_m 处会结晶而发生体积和热焓的突变。但是如果冷却速度足够快，则在 T_m 点以下不会结晶，而成为过冷液体，并在玻璃转变温度 T_g 以下成为非晶态固体。在 $T_g<T<T_f$ 的整个温度区间内，液体是处于形成晶核和晶核长大的“危险之中”的，故应快速越过 T_m 和 T_g 之间的危险温区并到达低于 T_g 的非晶固态的安全区。现在认为，要制备成非晶态固体材料，那就必须冷却得“足够快”和“足够低”。“足够低”的意思是，必须淬火到 $T<T_g$，“足够快”的意思是，穿过 $T_g<T<T_f$，温区的时间必须如此短，以至于液体来不及形成晶核或者即使形核也来不及长大，从而避免了结晶过程的发生而得到玻璃。然而天然的氧化物

玻璃、硫族玻璃和非晶态聚合物即使用较低的冷却速度也能得到。玻璃的可加工性就是来源于其在玻璃转变温度 T_g 以上发生的软化特性，即可以在 T_g 以上非常宽的温度范围内(过冷液相区 ΔT_x)像揉面团那样进行长时间的无限度变形加工。特别是最近报道了一种奇特的 Ce 基大块金属玻璃，其玻璃转变温度接近室温，最低可达 68℃，低于开水的温度(100℃)，和许多聚合物玻璃的接近，这种很低的玻璃转变温度使得 Ce 基金属玻璃和普通的聚合物塑料一样在很低的温度下就可以进行软化加工。玻璃转变一直是实验和理论关注的对象，解释和研究玻璃转变的观点很多，但至今还没有一个令人信服的理论框架，能够解决玻璃转变中的众多问题。关于玻璃转变的本质通常有两大类观点：第一类观点的核心思想是玻璃转变过程就是过冷液体的动力学随温度降低而变得缓慢的连续过程；第二类观点的核心则是认为玻璃态材料中存在着理想玻璃转变，玻璃转变只是理想玻璃转变受动力学因素调制的结果。玻璃转变问题的难点和重点是过冷液体弛豫的研究，从玻璃转变理论的发展来看，认识过冷液体弛豫需要有效地将动力学与热力学结合起来。玻璃转变问题的解决一方面将推动基础物理理论发展，同时也必将为制备出满足人们日益增长的物质需求所需优质玻璃材料提供坚实的理论基础。

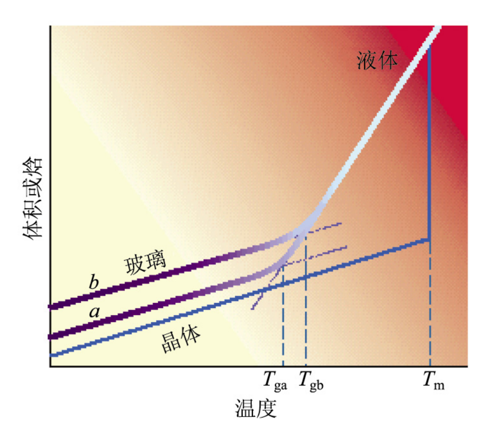


图 2　在一定压力下液体的体积 V 或焓 H 随温度的变化关系

T_m 是熔化温度；对于慢冷却速率，其玻璃转变温度为 T_{ga}，而快冷却速率时其玻璃转变温度为 T_{gb}。在玻璃转变温度 T_g，液体的热膨胀系数 α_p 和等压热容 c_p 有一个突变但仍保持连续

玻璃的应用则和其脆性断裂行为密切相关。玻璃的断裂现象是一个非常古老的话题，人类很早就已经开始关注玻璃的断裂行为。事实上，利用断裂过程来制造最原始的工具是人类文明开始发展的一个重要标志。过去手工业者在制造陶釉制品的过程中在其表面镶嵌入大量的裂纹来装饰其成品，这是裂纹最初的应用。随着工业发展，在工程领域人们开始关注玻璃的断裂行为。由于工程结构材料往往出现裂纹形成并扩展从而导致灾难性断裂，因此人们开始对玻璃的变形及断裂行为有了一些

经验的积累。除此而外，在地质的演变过程中也常常出现脆性断裂，如矿物开裂、地震等。随着近代新兴材料的诞生，如高强度金属、陶瓷、玻璃、高分子材料及复合材料等，对新材料断裂行为的研究也逐步深入。然而，虽然随着工程应用对断裂行为的研究产生了迫切的需要，但是早期的研究局限于对现象的观察及信息的积累，以及对实际问题的解决，因此对科学理论的研究相对欠缺。直到 20 世纪 20 年代，Griffith 提出了断裂过程中的能量平衡概念，以玻璃为代表的脆性材料的断裂才引起研究者的关注。以此为基础，玻璃断裂行为研究逐渐发展成为一个科学问题。

对于玻璃的脆性断裂机制问题虽然有人已经进行了研究,但依然未有成熟的机理解释。相对于金属材料而言，氧化物玻璃是非常典型的脆性材料。因此，氧化物玻璃和金属材料分别是用来研究脆性和塑性断裂的典型材料。有部分研究者研究认为金属固体材料断裂时裂纹尖端微观上有塑性变形产生，而玻璃材料，如氧化硅玻璃，断裂一般是完全脆性断裂模式，即断裂时裂纹尖端的原子或原子团之间是一种键与键之间的撕裂或顺序断开而分离。然而，迄今为止对于脆性玻璃材料，其裂纹尖端开裂瞬间是否出现塑性变形依然存在争议。比如，有的研究者认为玻璃材料在裂纹尖端，在纳米尺度呈现出塑性开裂模式，而其他人则发现玻璃在裂纹尖端是纯粹的脆性断裂。块体金属玻璃的诞生，则拓宽了玻璃断裂行为的研究领域，特别是脆性的块体金属玻璃为研究玻璃的断裂机制问题提供了理想的模型材料。以前针对脆性断裂机制的研究主要集中在脆性聚合物和氧化物玻璃体系上,由于这两类材料属于绝缘材料，因而难于使用扫描电镜(SEM)研究断面结构特征。相对应的是，对于导电的大块金属玻璃来说,其断面结构尤其是纳米级断面结构可以很方便地使用高分辨扫描电镜(HRSEM)进行研究，从而得到更多关于裂纹扩展等脆性断裂方面的信息。

玻璃转变和脆性断裂机理等这些热点科学问题上的研究进展会极大地推动玻璃科学的进步。金属玻璃具有奇特的结构和功能特性，在学术及应用上都具有重要意义，具有很大应用潜力，在国际上引起了广泛的重视，被认为是具有极大应用前景的新型材料。金属玻璃的应用和开发已在国外材料科学界及企业界引起广泛兴趣和重视，成为材料和物理领域的前沿课题之一。金属玻璃的很多用途还不为人们所知，相信随着基础研究和应用研究的发展，人们对玻璃的认识也会越来越深入，它将给人们的生活带来巨大的变化。

撰稿人：王永田　汪卫华
中国科学院物理所

金属铁磁性的起源

The Origin of Metallic Ferromagnetism

作为一种矿物质，磁石在远古时代就已经被人类所注意。它对于铁块具有很强的吸引力，并且似乎也具有"传染性"：被磁石吸引过后，小铁块也具有了磁性。自然，聪明的人类在赏玩之余，免不了要给这种神奇的石头派个用场。例如，早在公元前 2000 年前，我们中国人的祖先就已经利用磁石制造了指南车。而在古希腊的文献中，有关磁石的记载也在公元前 800 年就已出现。在英文中，Magnetism 一词是泛指物质的磁性。据说这是由于最早磁石是在希腊的 Magnesia 省被发现的。而另外一种说法则是，最早发现磁石的人是一个名叫 Magnes 的牧羊人。一些有趣的历史传闻的记述可以在文献[1]的第一章中找到。

磁石具有对于铁块的吸引魔力这一有趣现象以及由此而制成的指南针曾经(并且正在)给一代又一代儿童带来无穷的乐趣,同时也激发了他(她)们对于自然界奥秘的极大好奇心。众所周知，爱因斯坦本人正是由于六岁时收到叔父送给的一个指南针引起的兴趣，从而决定终身从事对于物理学的研究[2]。据笔者所知，类似的事情也发生了其他的儿童身上。在不吃不喝地守护着奇妙的指南针的同时，他们会不约而同地提出一个问题：磁石以及铁，镍和钴等金属为什么会具有磁性？在过去三千多年中，有无数哲学家，炼金术士和物理学家试图回答这一问题。例如，法国哲人笛卡儿就提出，物质的磁性是由一些微小的"线状体"引起的。它们共有两类：一类由地球北极的一些孔穴进入，穿过地心的孔穴，再从地球南极的孔穴中出来，最后经过空气返回北极。而另外一类线状体则沿相反的方向运动。当它们在途中遇到一块磁石时，就会钻进去，然后绕着它像绕着地球一样运动，从而在其周围形成涡旋，如同图 1 所示(其中的大圆表示地球，小圆表示磁石)。那么为什么这些线状体只"钟情"于磁石，而对于别的物体"不屑一顾"呢？笛卡儿解释说，这是由于磁石实际上是在地球深层产生的，故具有与地球内部相同的孔穴结构。而地球表面的其他物体没有在地球内部"锻炼"过，就不具有这种能让线状体通过的孔穴结构。因此，也就不具有磁性。遗憾的是，尽管这些先贤们进行了不懈的努力，我们对于磁性的起源问题至今仍然没有一个令人满意的答案。准确一点讲，对于磁石这类近乎绝缘体的矿物质的磁性起源，人们已经有了一个相对来说完整的理解。但是，对于像金属铁、镍和钴这些导体的磁性机理仍是有些物理学家们在晚餐前争吵的课题之一，其激烈

程度不亚于 17 世纪时学者们争论一个针尖上能够站几个天使时的情况。怎么会是这样呢？为了回答这一问题，先让我们来回顾一些基本事实。

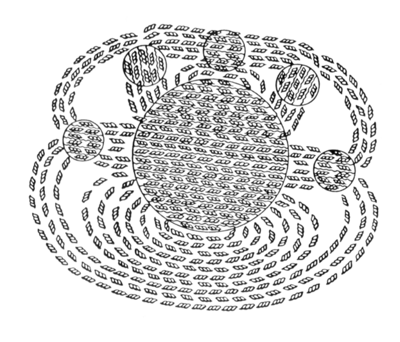


图 1　笛卡儿有关磁性起源理解 (引自文献[1]的第 7 页)

现代物理学告诉我们，无论是磁石，还是铁，镍，钴这些固体材料都是由原子构成的。更为重要的是，这些原子并不是杂乱无章排列的，而是形成了一个周期性的晶格。粗略地讲，其中每一个原子占据一个格点的位置。由于相邻原子之间的距离很小，一个原子最外壳层的电子波函数与周围其他原子最外壳层的电子波函数会有交叠，使得电子有一定的概率转移到其他原子的电子能级上去，并留下一个带正电的离子。因此，就微观图像而言，固体是由排列成晶格状的离子实和巡游其间的电子组成的。这是理解其所有物理性质的出发点。

另外一个同固体的磁学性质有关的重要事实是，无论是电子还是离子实，除了分别带有负电荷与正电荷之外，还具有自旋自由度。形象地讲，所谓自旋就如同一个陀螺绕着对称轴作转动，其转动角动量被定义为它的自旋。值得强调一点的是，如同所有学习过"量子力学"课程的读者都知道的，这一有关自旋的直观的图像物理上并不准确。但是它对于人们理解电子和离子实所具有的自旋是如何影响物质的磁性有很大帮助。当一个带电粒子旋转起来时，就会在周围引起磁场。因此，无论是电子还是离子实都具有磁矩，并与它们所带的电荷与自旋的乘积成正比。如此而言，似乎电子和离子实都会对物质的磁学性质有贡献。其实不然，量子力学告诉我们，粒子的磁矩除了与它们所带电荷和自旋有关之外，也与其质量成反比。由于离子实所带电荷与自旋同电子的电荷与自旋相比是同数量级的，而其质量则是电子的上千倍，故其磁矩仅为电子磁矩的几千分之一。因此，在考虑固体的磁性时，我们可以略去来自离子实的贡献，而将注意力集中在电子的行为上。

既然谈到物质的磁学性质，我们就不能不将话题扯得稍微远一点。上面讲到的铁、镍、钴等金属中所呈现出来的宏观磁性文献中称为铁磁性，英文写作 Ferromagnetism。粗略地讲，它可以认为是由于这些金属中的电子的自旋在某种机制 "强迫"下不得不指向同一方向形成的。1932 年，法国学者 Neel 在研究金属铬的磁化率时，提出了另外一种可能性：整个晶格可以分为两套子格子(称为可分晶格)。其中，由于库仑排斥相互作用而定域在位于一套子格子上的原子的最外层能级的电子自旋共同指向某一方向 $\boldsymbol{n}$，而定域在另外一套子格子上原子最外层能级上电子的自旋则指向相反方向 $-\boldsymbol{n}$，如图 2 所示(图中的箭头表示定域电子的自旋指向)。这样一来，尽管材料的宏观磁矩为零，但其中的电子自旋的排列仍然是有序的。

Neel 称这种状态为反铁磁，英文记作 Anti-Ferromagnetism (他所提出的这一图像到了 20 世纪 50 年代被中子散射实验予以了直接的验证)。在此基础上，Neel 于 1948 年更进一步提出了，可能有某些反铁磁体，其晶格要比简单立方晶格来的复杂。其中一套子格子具有多于另外一套子格子的格点数目。这样一来，尽管电子的自旋仍然是反铁磁排列，但是它们并没有完全抵消，因此而导致了一个剩余宏观磁矩的出现。Neel 称这种状态为亚铁磁，英文记作 Ferrimagnetism[3]。有意思的是，人类最早发现的磁石实际上是属于这类物质。当外界温度升高时，无论是铁磁，反铁磁还是亚铁磁体中电子自旋的有序排列都会被热涨落所逐渐破坏，最后进入完全无序状态，称为顺磁态，英文记作 Paramagnetism。综合上面所讲述，现在人们可以看到，为了理解磁石和铁、镍、钴等物质的磁性起源，必须要找出“鞭策”其中巡游电子的自旋在低温时进入有序状态的机制。

现在让我们更为仔细地研究一下电子的行为。作为一种费米子，电子是一种喜欢独来独往的粒子。支配其运动规律的是所谓的 Pauli 不相容原理，即任何一个量子态只能被一个电子所占据。这就导致了如下的结果：任何具有两个以上电子的量子体系，当其中两个电子的全部自由度被交换后，体系的整体波函数要改变符号[4]。早在量子力学刚刚诞生的时候，物理学家就已经提出，铁磁性的起源是电子所满足的 Pauli 不相容原理和它们之间库仑相互作用引起的。为了说明这一点，让我们考虑一个单独的原子，并假设只有两个电子围绕原子核运动。它们的整体波函数可以写作空间部分的波函数与自旋部分的波函数的乘积。显然，当其空间部分波函数在坐标交换下是对称函数时，其自旋部分波函数在交换自旋自由度时必须是反对称函数。反之亦然。否则的话，体系的整体波函数当两个电子的全部自由度被交换时就不会改变符号。另一方面，根据 Born 对于量子体系波函数的概率解释，当两个电子的空间部分波函数为反对称时，它们的空间位置接近的概率很小，有利于降低库仑相互作用的排斥能。因此，这样的波函数应该代表这一体系的基态。而相应的自旋部分的波函数则是对称的，既大家熟知的两个自旋构成的三重态。它具有可能的最大自旋值 S=1。这就解释了实验上归纳出的所谓 Hund 法则：一个原子的基态波函数总是取自旋之和可能的最大值(详细讨论见文献[1]的 4.6 章节)。

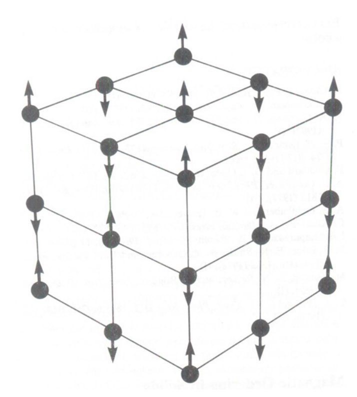


图 2　反铁磁体中电子自旋排列示意图

读过上一段叙述后，读者不禁会说，如此一来，铁磁性的起源岂不是完全清楚了吗？且慢！我们中国的哲人们总喜欢说，“成也萧何，败也萧何”，不是完全没有道理的。事实上，当宏观数量的原子构成固体材料后，Pauli 不相容原理不仅无助

于铁磁状态的产生，实际上是起着阻碍作用的。为了说明这一点，先让我们略去电子之间的相互作用不计。任何学过一点固体物理的读者都知道，在这种情况下，固体材料中的准独立电子是以所谓 Bloch 波的形式传播的，而其能谱则具有带状结构，称为能带。但是，Pauli 不相容原理告诉我们，在每一条 Bloch 能级上，可以占据两个自旋指向相反的电子。这样一来，电子的磁矩是互相抵消的，不会有宏观磁矩产生。由此看来，Pauli 不相容原理似乎也容不下物质的铁磁性。

有些细心的读者可能会提出抗议：在上面的论述中，你并没有考虑电子之间库仑相互作用带来的影响。的确，在解释单个原子的电子态所满足的 Hund 法则时，这一相互作用起了至关重要的作用。因此，很自然地，许多学者认真地考虑如何将 Pauli 不相容原理与库仑相互作用的效应结合起来，以解释铁磁性的起源。在参考文献[1]的第一章的有关论述中，人们会看到 Heisenberg，Bloch，Slater，Wannier 以及 Stoner 等人的名字。在这些学者工作的基础上，英国学者 Hubbard 于 1963 年提出了现在以他的名字命名的模型[5]。这一模型共有两项。其中第一项代表巡游电子　在相邻离子实最外层电子能级之间的转移动能，以参数 t 代之。而第二项则代表电子之间库仑相互作用的影响，以 U 作为度量。由于在实际的固体材料中，背景(离子实)的正电荷分布对于电子之间的相互作用有屏蔽效应，使之成为短程力，Hubbard 模型仅仅考虑了在同一原子轨道上的两个电子之间的库仑排斥势(称为在位库仑势)。除此之外，由于这一模型的哈密顿量是用粒子数表象中的费米子算符写成的，Pauli 不相容原理所带来的效应被自动地包括了进来。Hubbard 的想法是，由于很强的在位库仑排斥势的存在，会导致电子之间的关联效应。也就是说，若一个离子实的最外层电子能级已经被一个确定自旋的电子所占据，那么由于在位库仑势的存在，另外一个自旋相反的电子跳迁入同一能级的概率将会大大降低。因此，电子倾向于定域在各个离子实电子能级上。由此引进了关联电子(correlated electron)的概念。在这种情况下，若有一个电子以很小的概率进入一个已经被其他自旋相反的电子占据的定域离子实的最外层能级，在位库仑排斥势的存在又会迫使两者的自旋构成三重态，使之满足 Hund 法则。现在，我们假设其中的一个电子保持自旋指向地转移到相邻的另外一个离子实的最外层能级上，去“迫使”早已占据该能级的电子与之发生 Hund 耦合，而另外一个电子则留在原位不动。若其自旋翻转弛豫时间远大于电子从一个离子能级转移到另外一个离子能级所需的时间，则我们看到，整个固体的中的定域电子的自旋最终会被电子的转移效应以及 Hund 耦合一起“逼迫”指向同一方向，从而实现铁磁现象的出现。

在 Hubbard 的图象中，在位库仑相互作用起了两个至关重要的作用。首先，它导致了电子之间的关联效应，使得电子定域在各个离子实能级上。其次，同 Pauli 不相容原理一起，迫使两个处于同一离子实最外层能级上的电子的自旋发生 Hund 耦合。而电子保持自旋指向的转移则起了“传递火种”的作用，使得全体定域在各个

离子实能级上的电子有了一个共同的指向。然而，正如英国哲人，达尔文进化论最早的追随者赫胥黎所说，美丽的想法常常被丑恶的事实所谋杀。早在 Hubbard 提出他的模型之前，美国学者 Anderson 就已经指出，除了要考虑 Pauli 不相容原理和电子之间库仑相互作用的因素之外，也需要考虑量子力学中能量-时间不确定关系所带来的影响。以一个仅具有两个离子实的假想晶格为例，Anderson 说明了由于这一关系的成立，电子被允许在两个离子实能级之间进行所谓的“虚跳迁”。它引起了定域在两个离子实能级上的电子的自旋之间的超交换相互作用。而这一相互作用存在的直接后果是使得两个自旋成反铁磁排列[6]。因此，至少在半满，既每一个离子实平均贡献一个巡游电子的情况下，Hubbard 模型的基态应该具有的是反铁磁性，而不是铁磁性。在后续的工作中，通过引入适当的酉正变换，人们验证了，准确到 t^2/U 的二级展开，Hubbard 可以被映射到所谓 t-J 模型[7]，而后者的基态的确是反铁磁的。只是到了 1989 年，美国数学物理学家 Lieb 才第一次严格证明了，建立在简单立方晶格上的 Hubbard 模型的基态在体系半满时的电子总自旋为零，故不可能是铁磁态[8]。在这篇文章中，Lieb 引入了一种他称之为自旋反射正性的揭示多体费米子体系基态波函数所蕴涵的对称性的新方法。正是利用这一方法，笔者本人和合作者一起，得以在后继的工作中严格证明了，建立在简单立方晶格上的 Hubbard 模型的基态在体系半满时具有反铁磁性；而建立在具有不同子格点数的可分晶格上的同一模型的基态具有亚铁磁性[9]。



图 3　四岁时的 Pauli(1904 年)，也许他正在研究指南针磁性的起源
(引自 2001 年 2 月期 Physics Today)

那么，是否在偏离半满，既每一个离子实能级贡献了少于或是多于一个巡游电子(在实际材料中，可以通过所谓空穴掺杂或是电子掺杂来实现)的情况下，Hubbard 的模型的基态会具有铁磁性呢?此时，体系应该是导电的。因此，这一问题又被称为关联电子体系中金属铁磁性的存在问题。对于这一问题，文献中有许多讨论。详情可以参考文献[10]，我们就不在这里一一赘述了。然而这些工作有一个共同缺点，既它们都是基于平均场理论的。在这个理论框架下，不同自旋指向的电子被视作在不同的背景场中运动，然后再用所谓自洽条件加以联系。显然，这种做法从一开始就破坏了 Hubbard 模型本身所具有的自旋旋转对称性。因此，由此得到的结果很难认为是可靠的。由于这个原因，有学者提出，既然模型的哈密顿量已经给出，就应该不再做任何近似地来探讨其基态是否具有铁磁性。这样，人们才可能毫无偏见地看到，是什么机制使得从原来是不依赖于电子自旋自由度的库仑相互作用出发导致金属铁磁性的出现。显然，这样以数学上严格的方式去研究一个强关联电子体系中

的磁学性质是一件极具挑战性的工作。从 20 世纪 60 年代开始，有许多学者进行了极大的努力，但所取得的成果并不多，现简介如下。



图 4　Einstein 和 Pauli 在一起 (1926 年)。由于 Pauli(不相容原理)在，Einstein 对于金属铁磁性的起源就越发不明白了 (引自 2001 年 2 月期 Physics Today)

首先传来的是一个坏消息。在发表于 1962 年的一篇工作中，Lieb 和 Mattis 严格证明了，对于一大类模型，其中包括后来提出的 Hubbard 模型，若物理空间是一维的，则无论电子的掺杂浓度为何，其基态都不会是铁磁的[11]。这对于期望能够仅仅用 Pauli 不相容原理和电子之间的库仑排斥势即可说明金属铁磁现象的学者而言无疑是一大挫折，迫使他们思考也许需要引入别的物理因素。幸运的是，日本学者 Nagaoka 在 1966 年发表的一篇文章又使得人们心中重新燃起了希望[12]。在这篇文章中，作者考虑了体系中仅仅有一个空穴，同时电子间库仑相互作用为无穷大的情况。他证明了，此时 Hubbard 模型的基态具有铁磁性 (至于体系也是导体这一事实的证明则是多年后由笔者给出的[13])。自然，库仑相互作用为无穷大的假设是非常不合理的。在这之后，人们一直尝试着要去掉这一限制。到目前为止，最好的结果是由德国学者 Mielke 和日本学者 Tasaki 得到的[14]。他们证明了，建立在非常复杂晶格结构上的 Hubbard 模型在半满时的基态具有铁磁性，即使电子之间的库仑相互作用势是有限的。然而必须指出的是，他们对于晶格结构的要求是如此之强，以至于人们不知道自然界是否存在这样的晶体。其次，由于在半满的时候，这一模型的基态是不导电的，故 Mielke 和 Tasaki 的结果并没有说明为什么自然界存在金属铁磁性。这一问题的解决变得如此困难，以至于著名的数学物理学家，笔者的博士论文导师 Lieb 教授曾经数次公开宣称，他在有生之年最希望看到解决的问题之一就是在某一个合理的而不是过于人工的，仅仅依赖电子的跳迁动能和与自旋自由度无关的库仑相互作用的模型中证明金属铁磁性的存在。

到此，读者不禁要问，为什么这个问题如此困难呢？通过仔细分析上述 Nagaoka 定理的证明，我们也许可以给出一个大致的解释。在 Nagaoka 考虑的情况中，由于库仑相互作用势是无穷大，两个电子占据同一离子实最外层能级的概率严格为零，既使它们的自旋指向是相反的。同时，由于体系内只有一个空穴，就使得其基态波函数对于一组适当选取的态矢的展开系数皆为正的。这样一来，基态能量对于自旋自由度而言成为高度简并的，进而使得金属铁磁性得以实现。而当电子之间的相互作用为有限的时候，两个不同自旋的电子有一定的概率占据同一离子实最外层能级，跨越彼此并交换位置。这样，它们所满足的费米统计规律会导致描述其

状态的波函数的展开系数符号的变化非常混乱，没有规律可循，与无相互作用时体系中电子波函数的情形相似。而我们上面已经提到，基于准独立电子近似的能带论是不可能给出金属铁磁性的。另外一方面，如 Anderson 所指出的，电子之间有限的库仑相互作用会导致关联效应并进而引起所谓超交换相互作用。因此，它更倾向于产生反铁磁性。我们现在要做的事情是要将这两种对于金属铁磁性的存在都不大“友善”的因素结合在一起，并希望它们的联合效应会产生金属铁磁性。显然，这种作法有点“无中生有”的味道，比“正龙拍虎”更加困难。除此之外，从技术的角度看，电子之间的强关联效应也使得人们所熟悉的处理量子多体问题的解析手段，例如微扰论不再适用，而必须引入新的方法。这也是非常困难的问题。因此，我们可以预期，金属铁磁性起源问题的解决，不仅可以回答一个困扰人类三千余年的老问题，也会使得我们能够对于电子体系中费米统计所带来的效应与因库仑相互作用引起的关联效应的互动有更为深入的了解。如同捅破窗户纸的一点即可窥视全室的内部一样，我们期待，这一问题的解决也会使得某些现在看来由于电子关联效应引起的难以解释的物理现象变得比较透明，并且容易理解。从而使得人们对于强关联电子体系的物理内涵有更加深刻的透视。这也是笔者在有生之年所乐见其成的。

参 考 文 献

[1] D C Mattis. The Theory of Magnetism I: Statics and Dynamics. Berlin: Springer-Verlag, 1988.

[2] P A Schilp. Albert Einstein: Philosopher-Scientist. Vol. I. New York: Harper & Row 1959: 9.

[3] W P Wolf. Ferrimagnetism. Rep. Prog. Phys., 1961, 24: 212.

[4] 曾谨言. 量子力学. 卷 I . 北京: 科学出版社, 2007.

[5] J Hubbard. Electron correlations in narrow energy bands. Proc. Roy. Soc. London A, 1963, 276: 238.

[6] P W Anderson. New theory to the superexchange interactions. Phys. Rev., 1959, 115: 2.

[7] J R Schrieffer, P A Wolff. Relation between the Anderson and Kondo hamiltonians. Phys. Rev., 1966, 149: 491.

[8] E H Lieb. Two theorems on the Hubbard model. Phys. Rev. Lett., 1989, 62: 1201.

[9] 这些工作的综述可见 G S Tian. Lieb's spin-reflection-positivity method and its applications to strongly correlated electron systems. J. Stat. Phys., 2004, 116: 629, 或是田光善. 多体费米子体系中的自旋反射正定性及其在强关联电子模型研究中的应用//龙桂鲁, 裴寿镛, 曾谨言. 量子力学新进展(第四辑). 215-259 页, 北京：清华大学出版社, 2007 年.

[10] 有关早期的工作可见综述文章 C Herring. Exchange Interactions among Itinerant Electrons// Magnetism IV. G T Rado and H. Suhl (eds). New York: Academic Press, 1966. 稍后的工作可见综述文章 T Moriya. Spin Fluctuations in Itinerant Electron Magnetism. Berlin: Springer-Verlag, 1985.

[11] E Lieb and D Mattis. Theory of ferromagnetism and the ordering of electronic energy levels. Phys. Rev., 1962, 125: 164.

[12] Y Nagaoka. Ferromagnetism in a narrow, almost half-filled S-band. Phys. Rev., 1966, 147: 392.

在文献 G S Tian. A simplified proof of Nagaoka's theorem. J. Phys. A: Math. Gen., 1990, 23: 2231 中，笔者给出了这个定理的一个简化证明.

[13] Tian G S. Stability of the Nagaoka state in the one Band Hubbard model. Phys. Rev. B, 1991, 44: 4444.

[14] A Mielke and H Tasaki. Ferromagnetism in the Hubbard model. Commun. Math. Phys., 1993, 158: 341; H Tasaki. Ferromagnetism in the Hubbard model: A constructive approach. Commun. Math. Phys., 2003, 242: 445.

撰稿人：田光善
北京大学物理学院

量子蒙特卡罗模拟中的负符号问题

“Minus-Sign” Problem in Quantum Monte-Carlo Simulations

对量子多体问题的研究是贯穿于凝聚态物理、核物理、高能物理、化学和材料科学等领域的一个核心主题。在这些问题研究中，由于粒子间的相互作用很强，建立在微扰论基础上的量子场论方法不适用，计算机模拟特别是量子蒙特卡罗模拟变得越来越重要。但在量子多体问题的蒙特卡罗模拟中，存在一个负概率问题，也称之为负符号问题，严重地阻碍了这种方法的发展和应用。量子蒙特卡罗方法的负符号问题，是一个公认的科学难题。多年以来，人们尝试着用各种方法来解决这个问题，但都没有取得实质性的进展。这个问题无解吗？目前还没有答案。但可以肯定的是，一旦这个问题得到解决，那么多体量子系统中许多重要的问题都会取得实质性的突破。

那么，什么是量子蒙特卡罗模拟中的负符号问题呢？

为了回答这个问题，让我们首先了解一下什么是蒙特卡罗方法。简而言之，蒙特卡罗模拟是一种通过随机抽样，计算一个函数积分的方法。蒙特卡罗模拟的一个简单的例子，就是采用随机撒点的方法，计算平面不规则封闭曲线包围的面积。如图 1 所示，在一个正方形纸板上均匀随机的扔小石子，统计在封闭曲线内的小石子占小石子总数的比例，将这个比例乘以正方形面积就得到所要求的面积。这就是蒙特卡罗模拟的基本思想。

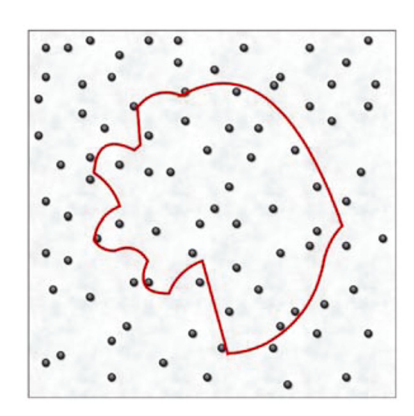


图 1 采用蒙特卡罗方法计算红线包围区域面积的示意图。在一个正方形纸板上随机的扔小石子(黑色圆点)，统计在红线区域内的小石子占总小石子数的比例，将这个比例乘以正方形面积就得到红线包围区域面积的一个近似值

当然，对上面这个简单的二维积分，可以通过许多其他的数值计算方法计算，蒙特卡罗方法并不是一个最好的方法。但在量子多体问题研究中，通常需要计算在给定的概率分布条件下物理量在高维相空间中的积分(或求和)。这样的积分，一般可表示成如下形式，

$$\langle A\rangle_p = \int \mathrm{d}X A(X) p(X) \tag{1}$$

式中，X 是一个多维矢量，代表相空间的一个点，A 是物理观测量。$p(X)$是一个归一化的分布函数，代表相空间的点 X 在系统中出现的概率。$\langle A\rangle_p$ 则是物理量 A 在这种分布下的平均值。计算这个积分的困难点在于，这个积分相空间的维数非常大，而且是随着粒子数增加而指数增加的。为了直观的理解这一点，考虑在 n 个格点的围棋盘上摆放 k 个相同的棋子(图 2 左边)，每一个格点上至多占据一个棋子。这里，围棋盘相当于 2 维晶格，棋子相当于粒子。 k 个棋子在棋盘中的坐标构型 $X=(x_1, x_2,\cdots, x_k)$，就是相空间中的一个点。如果认为棋子是不可区分的，那么总的构型数为 C_n^k。对于一个 $n=10\times10$ 的棋盘，50 个棋子($k=50$)总的构型数(亦即相空间的体积)大约在 10^{29} 的量级！如果在每个棋子上标号以使其可区分的话(图 2 右边)，那么交换棋子将得到不同的构型，总的构型数更多。

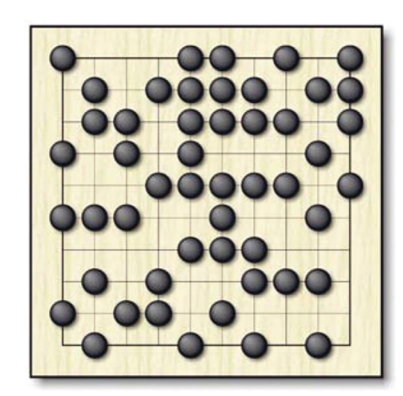
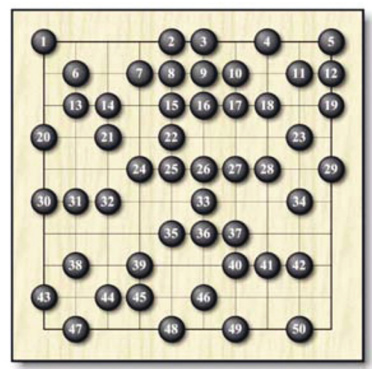



图 2　将 50 个棋子放在一个 10×10 的棋盘上的一种构型，代表了相空间中的一个点。当棋子不可区分时(左图)，交换棋子不改变构型。当每个棋子有标号，可区分时(右图)，交换棋子对应于不同的构型

对于这样的高维积分，一般的计算方法是不行的。但通过蒙特卡罗方法计算(1)式的积分,相空间的大小不是问题。蒙特卡罗方法是按照目标分布函数 $p(X)$，根据 Markov 随机行走的规律，通过随机抽样，累计抽样结果来求得积分的值。这种方法的计算精度和收敛速度，只与抽样的样本总数有关，而与相空间的维度无关，因此是计算这种高维积分的一个很好的方法。所谓抽样，就是按照分布函数在相空间中找到一组相互独立的构型(也称之为样本点) $\{X_i, i=1,\cdots,N\}$，N 为样本量。(1)式的积分可由这些样本的平均值近似得到，由下式给出

$$\langle A\rangle_p \approx \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} A(X_i). \tag{2}$$

当 N 增加时，这个结果的误差随 $1/\sqrt{N}$ 减小，收敛速度与相空间维数无关。

对于前面的例子，选取 N 个抽样点，就相当于把 N 个不同构型的棋盘叠起来。

如果在每个棋盘上分别将棋子标号，用线把相同的棋子连接起来，这些线通常称之为世界线。蒙特卡罗模拟中的随机行走，就是世界线的一个运动过程。在热力学量的计算中，世界线的长度 N 反比于温度 T。因此，量子蒙特卡罗模拟的抽样过程，也就是不断将系统的温度逐渐降低的过程。

自然界中相同的微观粒子是不可区分的，就像图 2 左边棋盘中的棋子一样，任意交换两个粒子的坐标，状态不发生变化。但量子系统，粒子的运动是由其波函数描述的，交换两个粒子的坐标，尽管状态没有发生变化，但波函数有可能发生变化。系统中的粒子是玻色子时，如光子、声子、^{4}He 原子等，波函数在粒子交换下是对称的。但如果系统中的粒子是费米子时，如电子、质子、中子、^{3}He 等，两个粒子交换波函数要反号。这时，对应的分布函数 $p(X)$也有可能变号，变成负的。如果仍然采用蒙特卡罗方法计算的话，那么就必须把 $p(X)$的相位和绝对值分开，使样本按照 $p(X)$绝对值$|p(X)|$的分布进行抽样，把位相也作为要计算的物理量。那么，(1)式需改写为

$$\langle A\rangle_p = \frac{\langle A\cdot \mathrm{sgn}(p)\rangle_{|p|}}{\langle \mathrm{sgn}(p)\rangle_{|p|}}, \tag{3}$$

式中，sgn(p)是 $p(X)$的位相，$\langle\ \rangle_{|p|}$表示在分布$|p(x)|$下的平均值。

要通过(3)式精确计算 A 的平均值，一个前提是等式右边的分母不是一个接近零的数。否则，计算中的一个微小涨落，就可能导致计算结果的一个很大的误差。在高温下，世界线很短，棋子之间交换的概率比较低，$p(X)$为正的概率远大于 $p(X)$为负的概率，分母是一个有限的正数，不会出现这种情况。但当温度很低时，世界线变长，量子效应增强，棋子之间出现交换的概率显著增加，$p(X)$为正和为负的概率几乎相等，分母可能会变得很小。在一般的费米子系统中，sgn(p)的平均值是随着系统尺寸的增加或温度的下降而指数减小的

$$\langle \mathrm{sgn}(p)\rangle_{|p|} \propto \mathrm{e}^{-cn/T}, \tag{4}$$

其中，c 是一个与相互作用有关的常数。当温度很低时，(3)式的分子和分母都变得很小。当统计样本有限时，蒙特卡罗模拟因巨大的统计涨落而难以得到精确的结果。要减小这种误差，计算时间就必须指数地增加，这与采用蒙特卡罗模拟的初衷背道而驰。这就是量子蒙特卡罗模拟的负符号问题。

下面我们用一个简单的例子来阐明负符号问题的基本特征。考虑在一个长方形盒子中的两个无相互作用全同费米子，由于薛定谔方程与扩散方程的相似性，两个粒子在盒子中的随机行走是一种布朗运动，因此可以采用扩散蒙特卡罗方法计算系统的基态性质。对这个简单系统，两个费米子的扩散对一个构型及其交换粒子的构型来说并没有什么分别。但由于波函数在粒子交换下是反对称的，粒子从一种构型变到另一种构型，必然要穿过波函数的零点(也称之为波函数的节点)。但在计算模

拟中，除非事先知道节点的位置，否则是无法发现是否穿越了节点。

为了更直观地理解负符号问题产生的原因，让我们考察图(3)右图所示的扩散过程。系统从一种构型向终态演化，随着随机行走的进行，某条路径可能会穿过波函数的节点(即横轴线)。当这种情况发生时，粒子向上和向下扩散的概率是完全一样的，因此后续的扩散总存在两种完全对称，但方向相反的路径(红色虚线)，它们对基态的整体贡献为零。图 3 左边的红色部分就是所有这种穿过了节点的路径的贡献。只有绿色部分对最后的结果有贡献，这部分是随机行走过程中不穿越节点这种路径(右图中的绿色实线)的贡献。随着扩散时间的增加，一条路径穿过横轴的可能性越来越大，被抵消的路径在所有路径中所占的比例也将越来越大。这就造成了量子蒙特卡罗模拟的负符号问题。

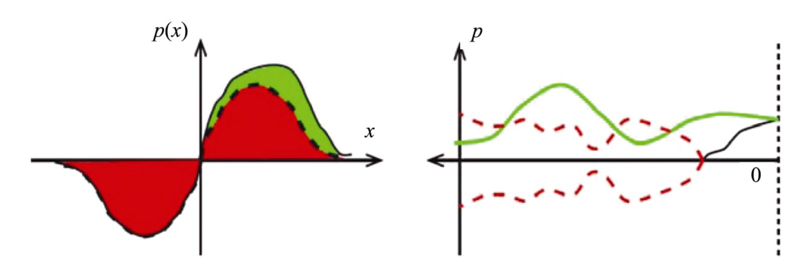


图 3　左图说明相对于按$|p(x)|$分布抽样的样本量来说，由于样本之间的相互抵消(红色阴影区域)，有贡献的部分(绿色阴影区域)是一个小量。右图描述了一个想象的“模拟”过程：一条从右边开始向左边扩散，当第一次达到节点(横轴)位置时，路径变成红色，贡献为左图中的红色阴影区域。只有波函数在整个扩散过程中恒为正的路径(右图中的绿色实线)才对模拟结果有贡献

负符号问题是在蒙特卡罗模拟时，大量样本接近于相互抵消而导致计算精度降低的问题。如何解决这个问题呢？在研究 ^{3}He 超流性质时，费恩曼和希布斯曾有如下一段颇有见地的论述，或许对我们解决这个问题有启发作用：

> “……就液体 ^{3}He 而言，……一个循环对不同排列求和的贡献是正的还是负的，取决于这个循环的长度$\mathcal{L}$中有奇数还是偶数个原子。在极低的温度下，如$\mathcal{L}$=51 和$\mathcal{L}$=52 的循环的贡献几乎相等但是符号相反，因此这些项接近于相互抵消。我们需要计算这些项之间的差异，这要求我们非常仔细的独立计算每一项。当得不到每一项的精确解析表达式时，对一个项数很多并且每一项数值下降很慢的交错级数的求和是非常困难的。如果能够把一个费米系统的数学表述写成对正项级数求和的形式，对上述问题的研究可能取得进展。”
>
> ——费恩曼，希布斯(1965)

量子蒙特卡罗模拟方法有许多种，负符号问题出现的方式也有很多种。例如，在量子自旋模型中，随机行走的转移概率可能是负的，$p(X)$符号的改变可能依赖于随机行走路径的选取。如果能够找到一个变换使得从一个构型到另一个构型的符号变化是唯一的并且与路径无关，那么负符号问题就可以消除。在正方晶格的海森伯模型中，可以找到这样的变换，消除负符号问题。但在三角晶格中，无法找到这样的变换，负符号问题总是存在的。有时候，改变表象或者换一组基就可以消除负符号问题。例如，对描述电子相互作用的赫伯德模型，当系统具有粒子-空穴对称性，通过引进辅助场，也可以消除负符号问题。

要注意的是，负符号问题并不仅仅只在费米子系统中出现。在量子自旋模型，玻色体系，特别是考虑激发态或是复杂的粒子间相互作用问题时，都有可能出现负符号问题。一般情况下，分布函数是复数，也就是说存在一个未知的相位而不仅仅只是改变符号。因此，更一般的负符号问题是相位问题。

解决量子蒙特卡罗方法的负符号问题，就是要找到一种数学上严格的方法，在保证计算时间或随机抽样的规模，只是随系统的尺寸增加或是温度降低的某种幂指数增加的前提下，系统的消除随机抽样导致的统计误差，得到物理量的精确估计。在目前还不能从根本上解决这个问题之前，为了提高计算的精度，人们尝试了多种近似方法减轻负符号问题带来的影响。这些近似方法的计算，无法事先估计误差的范围，计算结果带有一定的先验性，但在量子多体问题研究中还是发挥了非常重要的作用。

从根本上解决量子蒙特卡罗方法的负符号问题，是一个极富挑战性的问题，也是计算物理学界多年以来梦寐以求要解决的一个基本问题。

参 考 文 献

[1] D M Ceperley, B J Alder. Phys. Rev. Lett., 1980, 45: 566.

[2] Shiwei Zhang, H Krakauer. Phys. Rev. Lett., 2003, 90: 136401.

[3] Richard P Feynman, A R Hibbs. Quantum Mechanics and Path Integrals. McGraw-Hill Book Company, 1965.

[4] Malvin H Kalos, Paula A Whitlock. Monte Carlo Methods. Vol. 1: basics, 99 Edition. Wiley-Interscience 1986.

撰稿人：张世伟[1]，赵汇海[2]，向　涛[2,3]

1 威廉与玛丽学院物理系，威廉斯堡，VA 23187

2 中国科学院物理研究所

3 中国科学院理论物理研究所

量子测量问题与量子力学诠释

Quantum Measurement Problems and Explanations of Quantum Mechanics

量子力学的建立是 20 世纪科学发展的一个伟大的里程碑。它的应用导致了原子能、激光和半导体等重大技术发明，大大促进了人类的物质文明的进步。在人类思想发展方面，量子理论使得人们对微观世界运动规律有了基本正确的、革命性的理解。量子力学的主要预言在实验的层面得到精确的检验，但对于它的思想基础和观念诠释，包括量子力学创立者在内的许多物理学家并没有统一的认识。以量子测量问题为核心，关于量子力学的思想基础和基本问题诠释的争论，从来就没有停止过。

近年来，伴随着技术的进步，过去仅限哲学思辨式探讨的量子论基本问题的讨论，已经能够在实验室里加以精确的检验。最近由于量子信息的发展，量子测量等基本问题的研究进一步得到了广泛的重视。这些新的发展赋予量子物理基本问题研究新的含义，例如，为了实现实用化的量子信息处理方案，要有效地避免和控制量子退相干，从而深入理解人类控制微观系统的量子态的基本极限。

从量子测量问题的角度看，量子力学所展示的微观世界图景，完全不同与经典物理“精确描述”的物质世界。通过测量从微观世界提取经典观察者可以感知的信息，具有令人捉摸不定的随机性。正是在经典与量子的交汇处，围绕量子力学测量问题，提出了一些量子力学诠释相关的基本问题，如

1. 量子测量是否真的引起被测量子系统不可逆的改变——波包坍缩(wave function collapse)？进而，量子测量的结果是否依赖人们对微观世界的“主观介入”？
2. 量子退相干(decoherence)能否给出更普适的量子力学诠释、从根本上解决量子力学测量问题？它与波包坍缩是否等价？
3. 量子力学的哥本哈根诠释(Copenhagen interpretation)以外的其他诠释，如多世界理论(many world theory)和自洽历史方案(consistent history)能否客观地描述量子测量过程？

哥本哈根诠释：实验基础及其哲学困境

量子力学认为，微观世界不同于经典世界的根源在于它具有量子相干性，波粒二象性是其直接体现。在经典力学中，坐标和速度能够给出了粒子运动状态的完备

刻画，但在量子力学中，由于波粒二象性，动量和坐标不能被同时测准，微观粒子的经典描述不再适用。 就为什么有这种不确定性关系、波粒二象性含义如何等，爱因斯坦等人和玻尔为代表的哥本哈根学派在 1927 年的 Solvay 会议上开始学术论战，引发了后来一系列关于量子力学基本问题的争论。通常，哥本哈根学派此后形成对量子力学的观点被笼统地称为哥本哈根诠释。当然，即使在哥本哈根学派内部对于量子力学基本问题的理解也存在一些本质的分歧。

为了阐述量子力学的哥本哈根诠释和量子力学测量问题的基本含义，首先要了解什么是量子相干性或波粒二象性。力学量 A 本征态 $|n>$ 的量子相干叠加,如 $|\phi> = C_1|1>+ C_2|2>$刻画了力学量 A 测量的不确定性。但是，一旦在一次测量中得到 A 的一个本征值，则系统便确定地坍缩到相应的本征态|1>或|2>上，发生波包坍缩。图 1 形象地说明了这一点。

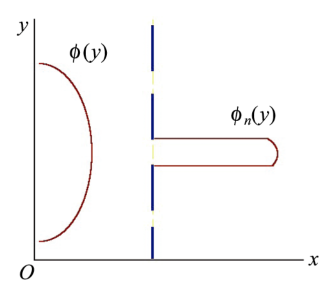


图 1 波包坍缩的形相描述：粒子波函数 $\phi(y)$ 描述了沿 x 方向运动的粒子束沿 y 方向的分布。我们用一个筛形装置来探测粒子出现在 y 方向的何处。一旦单粒子实验在 P 发观粒子，则根据波包坍缩的描述，便可断言测量后波包变窄，$\phi(y)$ 成为如图 1 描述的狭窄波包 $\phi_n(y)$

对于量子测量引起的这种不可逆改变，至今最恰当的解释是考虑量子世界的互补性(complementarity)的哥本哈根诠释：物质运动具有粒子和波的双重属性，但在同一个实验中二者是相互排斥的。例如，在双缝干涉实验中，测量粒子通过了哪一个缝，等于强调了波粒二象性的粒子方面，与粒子性互补的波动性便被排斥了，干涉条纹就不再存在了。这种由于测量或其他影响导致相干性消失的现象称为量子退相干。海森伯认为，测不准关系(不确定性关系)可以解释量子互补性：通过具有“粒子特征”的测量(如测量坐标)，去描述具有“波粒二象性”的物质运动，会带来动量的不确定性，从而导致干涉条纹消逝。而玻尔认为，动量-坐标测不准关系不是退相干的根本起因，互补性才是本质的。德国 Rampe 小组的冷原子布拉格散射实验(图 2)通过相互作用证实了玻尔的观点。在这个实验中，测量仪器(内部状态)和被测系统(空间分束)形成的量子纠缠态(entangled state)才是问题的关键。

仅仅为了解释以上的实验，理论描述只需通过相互作用、产生量子纠缠描述量子测量过程，并不需要引入直接引入波包坍缩的观念。 但测量要读出结果，人们需要进一步知道测量仪器的状态. 对此，关于一般的量子测量理论的研究可以追溯到 1935 年冯 · 诺依曼的开拓性研究。在以波包坍缩为核心的哥本哈根量子测量方案的关键点是仪器必须是经典的，在量子力学描述之外，波包坍缩是瞬间的。然而，实际上，仪器是由服从量子力学的微观粒子组成，它的整体也应当用量子力学加以描述。为此冯 · 诺依曼希望，适当地引入被测系统和仪器间的相互作用，从系统+仪器的总系统的薛定谔方程，自然可以推导出波包坍缩。基于这一考虑，量子系统

的退相干可以是一个逐渐出现的物理过程,而不一定是哥本哈根学派描述的经典仪器引起的瞬间坍缩。法国 Haroche 小组 1996 年完成的腔 QED 退相干过程实验恰好证实这一点。

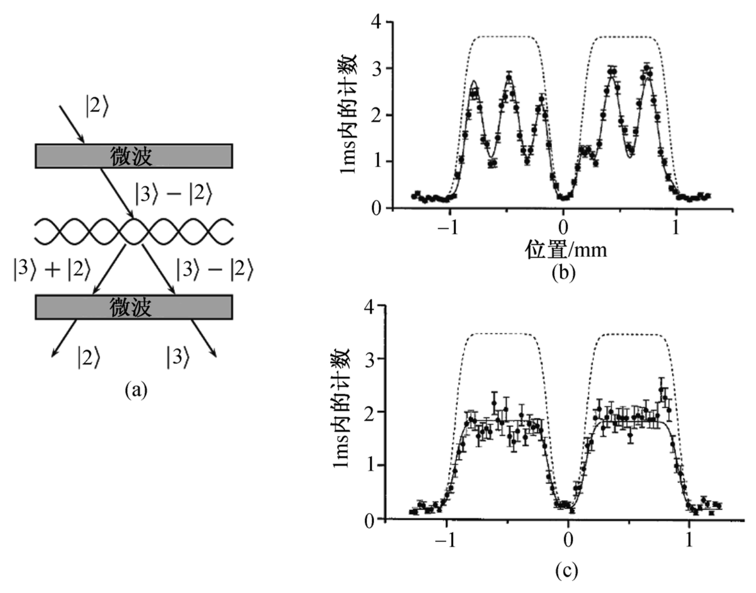


图 2　冷原子布拉格散射和拉比转动结合，产生内部态(|2>和|3>)和空间束的量子纠缠(a)，从而内部态对空间位置进行测量，导致了物质波干涉(b)消逝，但波包包络的宽度不变(c)，意味着没有动量扰动

然而,冯 ·诺依曼的理论是不自洽的。从仪器-系统相互作用观点出发,冯 ·诺依曼对量子测量进行了更深入的理论探索,但得到的推论却是令人费解:必须有观察者的“最后一瞥”，才可能导致系统的波包坍缩。冯 · 诺依曼论证的大意是，仪器 I 和系统 S 之间的相互作用会导致了总系统从因子化初态到纠缠态的转变,使得被测系统没有量子相干性。但是，对于量子系统 S 加仪器 I 的复合系统，相干性仍然是存在的。为了消除这种较大复合系统的相干性，就必须引入仪器 II，形成更大的纠缠态。要求 S+I 没有相干性，是为了保证从仪器态 “经典地”读出系统的态：仪器和系统的关联，应当由经典的概率描述，不应具有量子相干性。正如天气预报一样,预报明天降雨概率为百分之三十是一个客观的概率性事件,并不依赖人们去观察什么。为了消除 S+I 的干涉项，就需要引进仪器 II，而进一步就要引进仪器 III, 仪器 IV, ……这仿佛形成了一条无限的仪器链——冯 · 诺依曼链(图 3)。按照冯 · 诺依曼的观点可以推论，波包的坍缩最后必须由“主体”来决定，人的意识决定了微观测量结果的“存在”。由此，维格纳甚至引申出更加似是而非的结论：量子力学理论必须有 “主观介入”，微观概念不再具有“客观性”，量子微观世界

不会独立于主体之外。

目前人们希望建立没有“主观介入”量子测量理论。可以作为冯·诺依曼相互作用模型的适当推广，无须“主观介入”，冯·诺依曼链就能够以某种方式中断，从而自洽地描述了真实的量子测量。这些理论尝试强调仪器和微观系统的本质区别：仪器必定是宏观的，否则人们无法直接读数。要求仪器必须有无穷多个自由度组成，仪器的量子态本身必定包括集体态(仪器读数)和内部态。由于测量只关心集体态，可以忽视仪器内部的信息，得到仪器和系统的经典关联。这时，由仪器完全以经典概率的方式定出被测系统状态，得到完全有用的信息。这些量子测量理论正在经历实验的进一步检验，相信其最终目标是正确的。

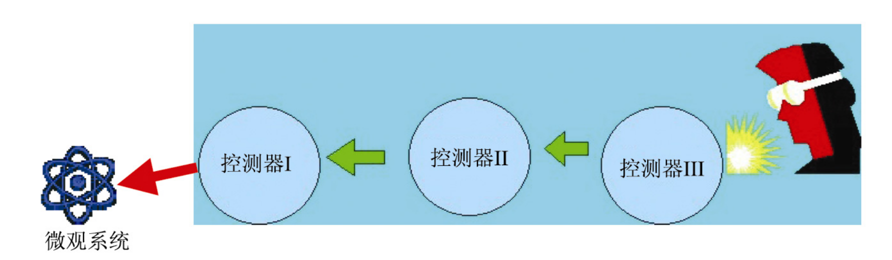


图 3　冯·诺依曼链与“主观参与”

多世界——相对态诠释和量子测量的客观性

针对量子测量哥本哈根诠释，爱因斯坦等人坚持认为，存在独立于人类意识之外的客观物质世界，这种客观性是人类通过科学阐释自然规律的必要基础。因此，寻求一个没有主管介入的客观的量子力学诠释，无论对物理学、还是认识论都有根本性的意义。

哥本哈根学派量子测量理论是典型的二元论。它把宇宙割裂为两部分，一部分是量子的，波函数行为服从薛定谔方程(U 过程)，另一部分是经典的，波函数变化描述为波包坍缩的 R 过程。后者不仅取决于外部经典仪器，而且最终取决于冯·诺依曼链末端的人类观察者。然而，对于量子引力或量子宇宙学的研究，二元论的量子测量处理是不可接受的。因为我们相信量子引力是基本的，而现实中观察到的宇宙却服从经典的广义相对论。既然在宇宙是包罗万象的，之外不可能存在一个无所不能的观察者(现代科学摒弃的“上帝”)和环境导致系统的退相干，从量子引力到经典引力的约化不可能的。

1954 年，埃弗里特(H. Everett III)提出了一元论的量子测量思想——今天称之为多世界诠释 (many world interpretation)。虽然“多世界”一词的用法，以类科幻的方式引起了公众的注意，但并不十分准确，容易产生误导。科学的名称应当为相

对态(relative state)或宇宙波函数 (universe wave function) 描述。埃弗里特认为，世界是由服从量子力学的微观粒子和波场构成，测量仪器、被测系统和观察者构成的整体具有一个“普适”的波函数——宇宙波函数。测量前它是系统、仪器和察者的乘积态，测量后它变成若干乘积态的相干叠加。用薛定谔猫态可以形象地描述埃弗里特的理论(如图 4)。

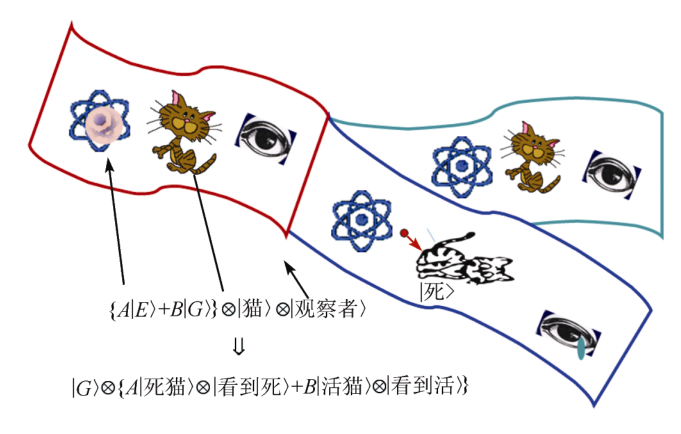


图 4　量子力学的多世界诠释和宇宙波函数的分裂

在上图描述的量子态演化中，测量前原子处在激发态$|E\rangle$和基态$|G\rangle$的相干叠加上，而猫开始在活态上。如果开始原子只处在$|E\rangle$上，从激发态跃迁到基态辐射一个γ光子，触动特定的装置杀死猫，使得猫最后处在死态上。反之，处在基态的原子不辐射，猫仍然活着。在埃弗里特的多世界理论中，宏观的猫本身可以视为某种测量仪器，测量原子会发生自发辐射，人作为观察者也是宇宙的一部分。因此，测量的相互作用导致整个“宇宙”(仪器+猫+观察者)分裂成两个分支或两个世界：在一个分支里面，人观察到了死猫与原子辐射，而活猫与基态的原子不辐射相联系。观察者本人也“分身”到宇宙的两个分支中，并且每个分支中的观察者都认为自己是独一无二的。这里没有波包坍缩，测量结果使得宇宙的“分裂”。事实上，理论无需具体的区分观察者还是猫，只要存在相互作用宇宙就要“分裂”，宇宙分裂了许多分支，而且每个分支都是一个真实的存在。当然，这种“分裂”的正确理解，是宇宙“多种可能的历史选择”。为了使这个理论能够自洽，符合我们的日常经验(从来没有感受到这样一种“分裂”的世界)， 每个分支之间是不能相互交流和通信的，否则同一个观察者的“分身”之间就会互相认知。 多世界理论要保持这种逻辑上的一致性，就必须具有观察的客观性：不同的观察者观察系统同一个量子态，得到的结果必须是一致的，而且相互之间能够相互印证，确认他们各自得到了同样的结果。在 1970 年，E. S. De Witt 通过一个具体的量子测量模型证明了这样关键的一

点。

虽然埃弗里特的理论是一种逻辑上更加完美、严格的量子测量理论或量子力学诠释，但没有预言与哥本哈根诠释不一样的实验结果。能否有更精致理论分析、检验这两种诠释之间的差别，或在实验上对此进行甄别，是一个意义重大但目前没有任何结论的物理问题。其实，当年多世界理论招致了前所未有的冷遇，而今天在量子宇宙学和统一理论的研究中，人们很难回避埃弗里特的多世界思想。量子计算机的发展，也使得多世界理论不再是一种单纯逻辑上的思辨。总之，埃弗里特坚信量子力学的普适性，宇宙不可一分为二，开创了一种彻底应用量子力学的新方法——从整体上把量子测量变成一种客观的、没有主管介入的物理过程。多世界理论启发了量子力学测量客观性的深入思考，启发了今天所谓的量子达尔文主义(Quantum Darwinism)的理论探索。

大家知道，埃弗里特的宇宙比函数或相对态本质上是一种纠缠态(entanglement)。对此，给定被测系统的一组基矢(如力学量 M 的本征态)，相当于要对相应的力学量 M 进行测量。这时，宇宙波函数会精确的对应一组仪器的本征态。其中的每一个分支代表“一个世界”。现在的问题是，世界为什么会如此“分裂”，而不是对应于别的力学量本征态的“分裂”？这个问题只是在最近几年才得到初步解决。美国洛斯阿拉莫斯国家实验室的 H. Zurek 认为，如果存在很多仪器对系统进行测量，对于特定基矢(对于力学量 M)必须要求存在信息的冗余(redundancy)：全部仪器组的一个小部分级可以获取系统力学量 M 的大部分信息，其他的各个部分也能胜任类似的任务，获得系统的信息。这时，被测系统的基矢对应的力学量就以进化的形式存活下来，作为量子系统的可观测经典行为的稳定表征。量子系统中，这种经典性质适者生存的观点与生物学中达尔文进化论相似，被称为量子达尔文主义。需要指出的是，量子达尔文主义或多或少暗含了对哥本哈根诠释的回归。能够很好被测量的力学量，才是量子系统的经典行为的客观表征，而量子系统其他自由度在经典的意义下是无关紧要的，甚至根本上就会被淘汰而不存在。这很像哥本哈根诠释的招牌式的表述：“现象之所以存在，是因为它被测到”，或“量子性质在测量中产生”。但本质不同的是，量子达尔文主义里面没有主观的介入者，观察者是宇宙的一部分，观察者和仪器与被测系统的相对属性是客观的。

量子退相干的自洽历史和各种诠释的统一

根据罗杰·彭罗斯的观点，量子力学的全部奥秘在于对量子力学中的 U 过程和 R 过程的理解。人们现在也意识到，波包坍缩代表的 R 过程是否存在以及存在的必要性都是一个问题。现在，量子力学测量理论的研究是从两个角度来处理这个问题：一种是外部的观点，仅称之为量子退相干(quantum decoherence)处理；另一种是所谓的自洽历史处理(consistent history approach)，这是一种内部的观点，其核

心是宇宙体系粗粒化会抹除可观察对象的量子相干性。

在 Zurek 等人发展的量子退相干理论中，与外部环境的相互作用，系统和仪器的复合体系的约化密度矩阵非对角元会逐渐消失，仪器和系统的联系从量子纠缠变为经典关联。量子退相干理论有两个要点。一个是指针态(pointer state)的存在和衍生(emergence)。这个概念，与多世界理论中相对态的观念是一致的。如上所述，环境的作用要选择仪器+系统的特定基矢进行退相干，而密度矩阵的对角元和非对角元在不同的坐标变换下是相对的。在整个宇宙(系统+仪器+外部环境)的时间演化过程中， 因子化的宇宙初态会变成一个针对被测基矢的相对态， 相对态的系数(如图 4 中的 *A* 和 *B*)恰好是初态中系统相干叠加态中的系数，则我们说仪器态相对系统而言是一个指针态，环境所充当的角色是诱导了一个超选择定则，称之为 eniselection。这个理论的第二个要点是初态因子化的假设。它隐含的意思是，没发生相互作用之前，系统的相干叠加态是独立于测量仪器和环境而存在的。以后， 相互作用使得宇宙波函数保持一种准因子化的形式，即形成一个具有同施密特系数相对态。这个假设可以有一个逻辑上的改进，应该事先不假定因子化的形式，让环境诱导出来的时间演化产生相对态的系数，得到完全客观的量子测量过程。但是，这种处理的关键问题是怎样把这个理论结果与依赖于初态的实验相比较。

量子测量自洽历史处理也是基于宇宙波函数的考虑，为了描述整个宇宙中的物理过程，我们的确需要一个定更加普遍的量子力学诠释，这里没有外部测量、也没有外部环境，一切都在宇宙内部衍生。宇宙中的过程中可以看到一个从量子化宇宙约化出来的经典世界，经典引力支配各种各样的现象。基于这样考虑，Robert Griffiths，Roland Omnes、ames B. Hartle 和 Murray Gell-Mann 等人发展自洽历史或称退相干历史的量子力学诠释。这种处理可以视为多世界理论的变种。只是把多世界看成是我们宇宙“多种选择的历史”。

我们可以用一个测量结果的序列来描述量子宇宙的历史，它们相当于多世界理论中世界分裂的不同分支。自洽历史处理就是赋予每个历史一个经典概率，如果这些概率是不相关的，我们就得到了一个自洽的历史描述。对任何瞬间宇宙中发生的事件作精确化的描述，我们就得到了一个完全精粒化历史(completely fine-grained history)。不同精粒化的历史之间是相互干涉的，不能用独立的经典概率加以描述。但是，由于宇宙内部的观测者能力的局限性或不同的需求，只能用简化的图像描述宇宙(如只用粒子的质心动量和坐标刻画粒子的运动)，本质上对大量精粒化历史进行分类粗粒化(coarse-grained)描述。类内运动无规运动抹除各类粗粒化历史之间的相干性，从而使得粗粒化的历史成为一种退相干的历史(decoherence history)。这种退相干历史的描述，原理上对量子引力到经典引力的约化给出了自洽的描述。

近年来，关于宏观物体内部自由度诱导集体自由度退相干的研究，给出了量子测量上述两种描述的统一。在这个研究中，作为客观物体象征的薛定谔猫或仪器的

运动，可分为集体运动模式和内部相对运动模式，他们之间存在某种形式的信息交换，但不交换能量，由于这种形式的耦合，形成集体运动模式和内部相对运动模式的量子纠缠，内部运动模式提供了一种宏观环境。如果观察着只关心集体运动而不关心内部细节，集体运动就会发生量子退相干，薛定谔猫佯谬也就不存在了："月亮"在没有人看它的时候，仍然是客观存在的。这是因为"月亮" 是一个宏观物体，人类的"看"必定忽略了"月亮"的内部细节。用退相干历史的语言，薛定谔猫所有自由度的精粒化历史是相干涉的,但用集体自由度刻画其粗粒化历史是退相干的。从而被描述的对象——猫的死活就变成了不相干的经典现象。

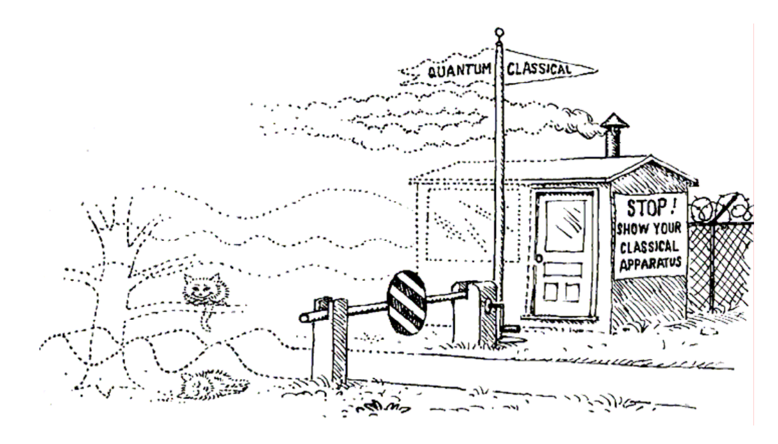


图 5 量子力学的秘密位于经典和量子世界的边界上(*Physics Today*, 44)

从数学描述的角度看，对复合系统的部分自由度取迹的运算过程，本质上是超空间(密度矩阵全体矩阵元构成的线性空间)的投影，这里暗含了广义的波包坍缩的假设。而对宇宙的密度矩阵取迹得到约化密度矩阵的理论处理，代表了对实际发生事件的细节的忽略。因此，我们需要仔细考虑量子力学各种诠释是否隐含了对大系统密度矩阵取迹的操作。粗粒化本质上也是一种广义的投影运算，这个理论数学形式上也有可能回归哥本哈根波包坍缩诠释。现在看来，只有量子力学的多世界诠释暂时还难以统一在波包坍缩的框架下。

总而言之，量子测量问题是量子力学诠释和量子信息应用的关键所在。 它的寓意是十分深刻：一方面，量子测量沟通了经典与量子世界，提供了从量子力学过渡到经典力学的各种描述；另一方面，这种沟通会干扰了微观世界，它带来的量子信息损失，甚至使得"观察"到的世界有时面目全非。因此，从量子测量的角度看，微观世界的秘密可能就是位于量子与经典的边界上，但到目前为止，人们尚不能确切地知道这个边界究竟在哪里。只有通过逐渐"剥离"观察者和客观世界的"纠缠"，精巧的量子测量会逐步逼近客观世界的"真实"。

参 考 文 献

[1] Omnès R. Understanding Quantum Mechanics. Princeton: Princeton University Press, 1999；Joos E et al. Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory. 2nd Edition. Berlin: Springer, 2003.
[2] Zurek W H. Rev Mod Phys. 2003, 75: 715; arXiv:0707.2832: Relative states and the environment: einselection, envariance, quantum darwinism and existential interpretation, 2007.
[3] Griffiths R B. Consistent Quantum Theory. Cambridge: Cambridge University Press, 2003; Murray Gell-Mann, James B. Hartle. Phys Rev D, 1993, 47: 3345-3382.
[4] Everett H. Reviews of Modern Physics 1957, vol 29: 454. DeWitt B S, Graham R. N, eds. The Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics//Princeton Series in Physics. Princeton: Princeton University Press, 1973: 5.
[5] P Zhang, X F Liu, C P Sun. Phys Rev A 2002, 66: 042104; C P Sun. Phys Rev A, 1993, 48: 878.

撰稿人：孙昌璞
中国科学院理论物理研究所

具有绝对保密性的量子密码通信

Quantum Communication with Unconditional Security

大家也许会认为武器是取得战争胜利的绝对因素,看不到的却是战争背后的情报战。在两次世界大战中，情报起了举足轻重的作用。第二次世界大战中英国破译了德国的密码,美国破译了日本的密码,这些为胜利的到来产生了不可估量的作用。因此如何保密和破译非常重要。

密码学具有很长的历史，中国是最早使用保密工具的国家之一，早在西周时候就使用了一种叫做阴符的利用长度来表示战争结果的密码体系。现代密码学使用数学的复杂性来进行加密和解密的。加密和破译是一对纠缠着的矛盾，不断有新的加密方法发明，而又不断有密码体系被破译，而这又促进了新的加密方法的发明。

现在人们使用的密码系统有多种，如 RSA 方案和 AES 方案。大多数银行和金融系统是用 RSA 方案设置保密系统的。这种方案在原理上还没有被证明是绝对安全的。它的原理是基于大数很难做质因子分解。而现在还没有证明没有分解一个大数的多项式步骤算法。虽然如此，现有已知的最好算法需要指数函数步骤，用现在最先进的计算机也需要几百万年甚至更长的时间才能完成。从这个意义讲，RSA 方案目前依然是安全可靠的。但是如果量子计算机研制成功，就可以利用 Shor 算法，用三次方函数的步骤分解这个大数，从而破译 RSA。这就是说，量子计算机一旦发明，RSA 方案密码系统就不再是安全的了。同时，AES 密码系统也可以由量子搜索方法破译。传统密码学受到了量子计算机的灾难性的打击。

在对传统密码带来致命打击的同时，量子力学也为密码学带来了变革。使用量子力学进行加密，我们可以构造不可破译的量子保密通信体系。由于量子计算机可以破译现有的所有密码体系，一旦量子计算机研制成功，现有的密码体系就无法再使用。量子密码体系不会被量子计算机攻破，随着量子技术的发展，量子密码通信的使用会越来越迫切。有专家评述，量子计算机的研制成功将会给信息技术带来一场继个人电脑之后的另一次巨大的不情愿而且是痛苦的冲击,信息技术中涉及安全的几乎所有硬件都必须更换。

量子力学是 20 世纪自然科学最伟大的成就之一，它是描述微观物体运动的规律的理论体系。它的许多观念同人们的日常生活经验以及经典物理学的概念有根本的不同。在历史上爱因斯坦和玻尔就量子力学进行了一场长时间的争论，在当时的实验条件下，这些争论更像是哲学家之间的争论。而随着科学技术的发展，这些争

论可以通过实验来检验。目前已有的实验结果都支持量子力学的理论预言。而这些实验不但检验了理论，而且被应用于现代科学技术中。量子力学与信息科学的结合产生了量子信息学。量子密码通信就是量子信息学的一个部分。

超前的东西常常是难以被时代所接受，阳春白雪，曲高和寡。量子通信的早期发展就是这样。量子密码通信的思想是 Wiesner 在 1976 年提出的。当时他将这个思想用于制作不可复制的电子货币，他撰写一篇“共轭编码”的论文，论文被编辑退稿，未能引起人们的注意。直到 1983 年该论文才在“Sigact News”上发表[1]。这个思想确实超前，我想量子钞票的思想在当今也不会被大家所接受。美国 IBM 公司的 Bennett 和加拿大蒙特利尔大学的 Brassard 在 70 年代末了解到这个思想，并在 1984 年提出第一个量子密钥分配的协议，从而宣告量子密码学的诞生[2]。

下面我们首先介绍介绍量子测量的假设。我们以单光子为例，用单光子的偏振态来进行信息编码。光子的偏振方向只有相互垂直的两个，而且它们与光子的传播方向垂直。如果我们用图 1 左边的加号(+)基型的偏振测量仪进行测量，得到的结果只能是水平 H 或者垂直 V，如果用图 1 右边的叉号(×)基型偏振测量仪测量，得到的结果只能是 R 或者 L。这是量子力学的测量原理决定的。量子力学的测量原理告诉我们，只能得到一个测量物理量的本征值，就像上面的每一种偏振测量仪器的偏振状态。如果一个光子处在偏振态 L 上，它是 X 基型偏振测量仪的本征态，如果用 X 基测量仪进行测量，得到的结果还是 L。但是如果我们用+基测量仪进行测量，我们就需要把 L 在+基的本征态下展开，图 1 中已经给出，即 $|L\rangle=(|0\rangle+|1\rangle)/\sqrt{2}$。我们这时候对光子进行测量只能得到 H 或者 V，得到的每种结果的概率是 50%。如果光子的状态是 $|\psi\rangle=(a_0|0\rangle+a_a|1\rangle)$ 则对其在+基中进行测量，得到 H 的结果为 $|a_0|^2$，得到 V 的概率为 $|a_1|^2$。这时候状态函数是归一化的，即 $|a_0|^2+|a_1|^2=1$。同样的，如果在 X 基中测量处在 H 或 V 状态上的光子的偏振得到的结果只能是 L 或者 R，每种结果的概率是 50%。我们可以把光束看做是大量的单光子组成的体系，如果我们用 X 基去测量处在 H 状态上的光束，我们得到的结果是在 L 和 R 方向都有，只是每一种偏振光 R 或者 L 的强度只是入射的 H 偏振光的一半。这是大量光子的平均效果。一个处在 H 的单光子经过 X 基偏振测量后只能是 L 或者 V。而大量的 H 偏振光子经过 X 基测量后，一半处在 L 上，一半处在 R 上，所以我们看到 R 或者 L 上强度为入射强度的一半。

量子力学体系的这个性质与我们平常的经验极其不同。经典物理中，测量对体系的影响是可以忽略的，而量子力学中不可忽略。量子力学的测量假设是[3]：对一个处在状态 $|\psi\rangle$ 上的量子力学体系进行力学量 Ω 测量，我们只可能得到 Ω 的某一个本征值 ω，得到该本征值的概率是 $|\langle\omega|\psi\rangle|^2$。测量之后的瞬间，体系的状态由 $|\psi\rangle$ 改变为本征态 $|\omega\rangle$。测量假设有两点：①测量以一定的概率得到某个本征值；②测量后体系的状态发生变化，变成为相应测量得到的本征值所对应的本征态。第二点

叫做 Von Neuman 约化，或者叫态的坍缩。我们平常看到的测量情况还复杂，例如在测量单光子之后，一般情况下被测的光子被探测器吸收了，产生雪崩效应。如果要和测量假设对应，可以理解为，测量之后，我们知道了单光子的状态，单光子也消失，制备一个同样状态的单光子。测量假设是从实验结果中总结和升华的结论，至今所有的实验都与该假设符合。

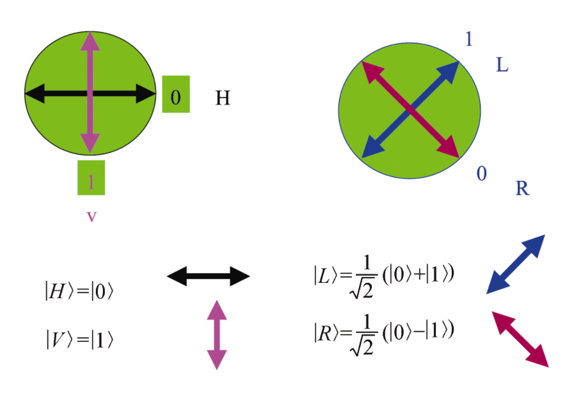


图 1　单光子的偏振方向

左边我们称为+基，光子的偏振方向或者水平(H)，或者上下(V)；右边情况为 X 基，偏振方向或者为下方在左斜(L)，或者下方在右斜。编码的时候将 H，R 代表 0，V 和 L 代表 1

下面我们介绍量子密码通信的原理，我们以最早的量子密码通信方案，Bennett-Brasard 1984 方案，即 BB84 方案[2]为例。在这个方案中参与保密通信的两方为 Alice 和 Bob。Alice 向 Bob 发出一系列的单光子，每个单光子随机地制备在 H，V，L 和 R 四个状态上的一个。这些态的编码如图 1 的说明所示。光子到了 Bob 之后，Bob 随机地选取+基或者 X 基对该光子进行偏振测量，得到的结果是 H，V，L，或者 R 中的一个。而这些状态编码是 0 和 1 的一个序列。在传递和测量了足够数量的单光子之后，Alice 和 Bob 把他们每次使用的测量基公布出来。这个结果是公开的，任何人，包括窃听者 Eve 也知道。Alice 和 Bob 把使用相同形式的基的那些事例留下，把其他使用不同基的事例去掉。由量子力学的测量假设知道，Alice 和 Bob 的结果必须是一样的，这是一组完全随机的 0 和 1 组成的序列，经过接着的安全检测之后可以作为密钥。

安全检测的原理就是测量假设。为了检测窃听，Alice 和 Bob 把留下来的使用相同基矢的事例中随机地选取足够多的事例，把这些事例的结果公布出来进行比对。比如说我们把留下的事例两个相邻的作为一组，从每一组里随机抽出一个，公布测量结果是 1 还是 0，如果没有人窃听，比对的结果应该完全一致。如果敌方间谍 Eve 对每一个光子都采用测量的方法进行窃听，则窃听后光子的状态发生坍缩。由于 Eve 随机地挑选两种测量基中的一种进行窃听测量，因此她只有 50% 的概率选对测量基。对那些选错测量基的事例，她的测量改变了光子的状态，例如使得 H

变成 L，当 Bob 在用+基进行测量的时候，他有 50% 的概率得到 H，50% 的概率得到 V。这样，Alice 和 Bob 的这些公布事例中，从编码的结果看就会有 25% 的错误率。这时候 Alice 和 Bob 就知道有人窃听了。他们就不再进行通信，告诉有关部门去检查通道的安全。

在实际的量子通道中，总是会有噪声造成一定的误码率。这些噪声引起的误码和窃听引起的误码可以统一处理。当误码率不高于一定的阈值的时候，可以使用量子纠错和秘密放大的技术，从有误码的这些裸码中提取安全性极高的密码。具体可以提取多少密码取决于误码率的大小和安全性的要求，一般安全性要求越高，最后提取的密码的就越少，这些都是通用的方法。

如果我们打个比喻，量子通信的载体单光子就好像一个一个的肥皂泡，非常脆弱，一测量就发生变化，合法的通信双方就可以发现有人窃听。而我们现在所使用的通信不具备这种能力。打个比喻，经典通信中大量肥皂泡来代替量子通信中的一个肥皂泡，每个脉冲中有大量的单光子，窃听者把其中一个肥皂泡取出来测量，得到信息，而合法的通信双方没有发觉窃听。

量子密码通信的实验研究已经得到了长足的发展，基本上达到可以实际使用的阶段。当然量子密码通信的技术还需要发展和完善。目前，量子密码通信在光纤中的传播距离达到了 100 公里左右，在自由空间中的传输距离达到了 23 公里。传输的比特率大约在每秒几百个比特。

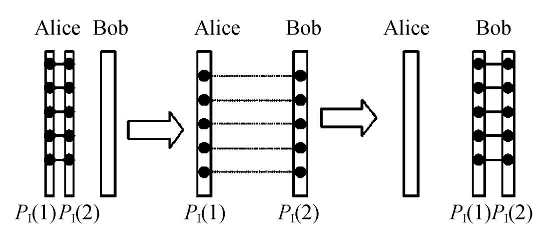


图 2　两步量子通信方案，连接着的两个点代表一个 EPR 对

下面我们再看另外一个利用量子力学中的纠缠对进行量子通信的方案，两步量子通信方案，或者 Long-Liu 方案[5]。在图 2 中，用一条线连接起来的两个黑点代表一个 EPR 对。一个 EPR 对可以有以下四个状态

$$|\phi^{\pm}\rangle=\sqrt{\frac{1}{2}}\left(|00\rangle\pm|11\rangle\right)\longleftrightarrow\begin{cases}00\\01\end{cases}$$

$$|\psi^{\pm}\rangle=\sqrt{\frac{1}{2}}\left(|01\rangle\pm|10\rangle\right)\longleftrightarrow\begin{cases}10\\11\end{cases}$$

后面箭头是状态的编码对应数字。EPR 对是纠缠态，我们无法将这些波函数因式分解成每个粒子的波函数的乘积形式。即使把两个粒子分得很远，它们也保持

着这种纠缠的状态。要读出两个粒子组成的 EPR 状态必须同时将两个粒子一起测量，即进行联合测量。如果只拿到其中的一个粒子无论如何变换和测量都无法读出两个粒子的状态。Long-Liu 方案是这样的：①Alice 制备一系列的 EPR 对，这些 EPR 对的状态是随机的；②将这些 EPR 对中一个粒子拿出来，构成一个粒子序列，将这个序列传送给 Bob；③Bob 收到粒子序列后，通知 Alice 他已经收到了这一部分。Alice 随机从自己手中的粒子序列中挑选出一部分进行测量，并且告诉 Bob 对收到的粒子序列中的对应的粒子也进行测量。这是第一个窃听检查程序。如果有人窃听，Alice 和 Bob 之间的结果就会有很大的误码率。如果没有人窃听，则他们的结果一致；④在确认前面的那些粒子序列没有遭到窃听，Alice 把另外一半粒子也传送给 Bob。Bob 得到了整体的 EPR 对，进行联合测量读出 EPR 对的状态，从而得到一个随机的二进制序列，这个序列经过第二次窃听检测，即选取其中的部分结果并公布比对结果，如果结果的误码率小于一个阈值，则就可以将留下了序列作为裸码，经过后处理过程得到安全性极高的密码。

与 BB84 方案比较，两步方案的效率高，除了用于窃听检测的粒子外，其他所有的粒子都可以用来进行密钥的分发。而在 BB84 方案中只有那些选用了相同测量基的单光子才能进行密码分发，那些没有使用相同的测量基的一半数量的单光子就被扔掉了。Long-Liu 方案中利用的是量子力学的纠缠特性。这个方案可以用来直接进行信息的传输。即 Alice 在制备 EPR 对的状态的时候，不是随机地选取四种状态的一种，而是按照所要传递的信息进行 EPR 状态的制备，同时将检测的 EPR 对插入到这个序列中，在以后的窃听检测中使用。这个两步方案是第一个量子直接安全通信方案(quantum secure direct communication, QSDC)。通过对这个方案进行修改，可以得到另外一个量子直接安全通信方案，Deng-Long-Liu 量子直接安全通信方案[5]。在 Deng-Long-Liu 方案中，开始时所有的 EPR 的状态都是$|\psi^{-}\rangle$，在把第一个粒子序列传送给 Bob 并经过第一次窃听检查之后，Alice 将信息通过密集编码操作编码到 EPR 对上，然后再传递给 Bob。QSDC 的特点是直接在量子通道中将秘密信息传送给对方，而量子密钥分发只是在两个用户之间产生密钥，还需要利用这个密钥进行加密，再使用一次经典通信才能将信息传送给对方。随着量子技术的发展和普及，量子直接安全通信的使用会越来越多。

已经从理论上证明了量子通信 BB84 协议是绝对安全的，即信息的泄露可以做到任意的小。

在加密和破译的博弈中，这次加密似乎占了上风，因为量子密码是绝对安全的，不可破译的。量子密码的不可破译体现在它不能被悄悄地窃听而不被发现，任何窃听都会被 Alice 和 Bob 检测出来。从密码学的眼光去看今后的世界会是什么样的呢？我们给出以下几种设想：在理想的条件下，如果所有的通信都使用了量子通信，那所有的通信都是保密的，大家对于对方都是聋子和瞎子，谁都无法窃听敌方的秘

密。那时候其他窃听手段就会被重视。如果各个国家和地区发展不平衡，有的国家使用了量子密码通信，有的国家没有使用，使用了量子通信的一方就可以很好保护自己的秘密,同时可以使用量子计算机去攻击没有使用量子密码通信的国家的安全系统，取得战略上的优势。但是在相当长的时间内，量子技术的技术还不完善，例如使用的探测器并不是效率为 100% 的，探测器当中的脉冲响应也不是理想的，这时候量子通信是可以被窃听的。量子技术发展快的国家就会比发展慢的国家有情报上的优势。在绝对理想完美的量子通信技术实现之前，这种技术上竞争还会继续下去。这种竞争会促进相关的科学技术领域的不断发展。

参 考 文 献

[1] Wiesner S J. Sigact News, 1983, 15: 78.

[2] Bennent C H, Brassard G. Proceedings of IEEE International Conference on Computers. Systems and Processing. Bangalore India (New York: IEEE), 1984: 175.

[3] Shankar R. Principle of Quantum Mechanics, 2nd Edition. New York: Plenum Press, 1994.

[4] Long G L and Liu X S. Phys Rev A, 2002, 65: 032302.

[5] Deng Fu guo. Long Guilu, Liu Xiaoshu. Phys Rev A, 2003, 68: 042317.

撰稿人：龙桂鲁

清华大学物理系

量子态及其隐形传送

Quantum State and Its Teleportation

1993 年 Bennett 等六位科学家首先提出了量子隐形传送(quantum teleportation)的思想。要理解这一点，首先需要认识“量子态”(quantum state)这个量子力学的重要概念。

当我们要描述日常生活中的某个东西，比如说我面前这张书桌时，我可以这样开头：“这是一张榉木书桌，长 150cm，宽 75cm，高 80cm”。你大概了解了一些我的书桌的信息，但是很不全面。我可以继续陈述：“该书桌是棕色的，有四条腿，左边有两个抽屉，右边有四个抽屉。”……这样一来你了解得更多了一些，但是还是不够。我可以继续说下去，直到我描述得足够仔细，可是你其实仍然不了解下面的信息：“书桌的右手边距离中央 30cm 处有一块椭圆形的斑纹，它的四个角是呈直径 2cm 的圆角，它的抽屉是导轨推拉式的，导轨用的是 LG-12 号硬铝材料，其表面经过了发黑处理……”就算我这样不断陈述下去，用 100 万字也还是不能够**完全描述**清楚这张书桌。因此我们有“百闻不如一见”的说法。当你亲眼见到这张书桌时，你的眼睛很快观察这张书桌的细节，用你智慧的大脑还有你多年的生活阅历，你很快了解到比我花 100 万字陈述还要多的信息。从而判断出这是一张“书桌”(而不是一把椅子，或者一个杯子)。然而就算你亲眼见过，考察了一个小时，或者有 100 万人亲眼见过，考察了 100 万小时，仍然不能够**完全陈述**这张书桌的**全部信息**，或者说难以回答这个看似简单的问题：“什么是书桌？”你不得不查阅《大英百科全书》，希望找到最权威的对“书桌”的“定义”。《大英百科全书》是这样说的：“书桌：一种桌子、或框架、或者箱体，有斜的或者水平的顶部，特别设计用于帮助读写，通常包含一些抽屉、小格间或者分类架”。(*Desk: a table, frame, or case with a sloping or horizontal top particularly designed to aid writing or reading, and often containing drawers, compartments, or pigeonholes.*)你瞧，为了理解“书桌”，你不得不弄清楚更多的东西。这种“定义”本质上仍然是含糊的。

但是我们已经建立了“书桌”的概念，那是一个有些模糊的概念。我们之间之所以还能谈论“书桌”这个词而没有引起误解和交流障碍，全部仰仗于我们长时间的生活经验达成的某种对“书桌”一词的共识和我们没有动机真的去较真。但是这种“共识”是残缺的、脆弱的，本质上是模糊不清的。全世界有数不清的“国标”被制订出来，企图去规范各种各样的商品，但是，每天还是有许多商家和消费者在为他们对同一商品的认识不同争吵不休。

可是，尽管我不能把我的书桌的所有信息或者只是部分信息准确地得到并告诉你，但是我们可以假定所有的关于这张书桌的信息是确切地存在的，它是一个客观存在的，有些抽象的一推东西。我们可以用一个符号来表示包含了**全部信息**的“书桌”：

$$|desk\rangle$$

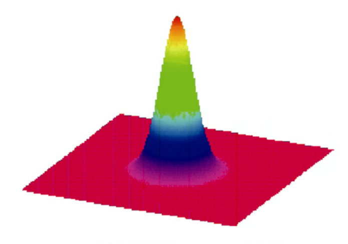
换句话说，你只要告诉我这张书桌的 $|desk\rangle$，我就能告诉你关于这张书桌的**全部信息**，回答你关于这张书桌的**所有问题**。这个 $|desk\rangle$ 就是我这张书桌的“状态”。有了这个 $|desk\rangle$，那个在我们的头脑中有些模糊的东西 ——“书桌”，这下就清楚了：因为它的全部信息都包含在这个 $|desk\rangle$ 中。据此，我们可以想象，要得到两张完全一样的书桌是不现实的。我的这张书桌虽然和我的同事的办公桌出至同一厂家的同一批号，木头出至同一棵榉木，采用了“完全一样”的工艺，可是我的书桌右手边距离中央 30 厘米处的那块椭圆形斑纹的形状跟他的不同。我们当然还能轻而易举地找到一百处，或者一万处不同之处。实际上，是它们的“状态”不同。

然而我们真的可以得到一张书桌的**全部信息**吗？或者说获得它的状态 $|desk\rangle$ 吗？

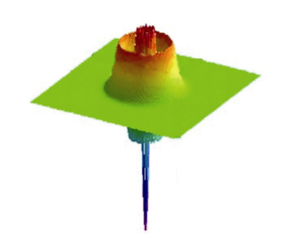
我们暂且合理地假定那是困难的。因为一个宏观的物体包含的信息太多了。获得一张书桌的状态：$|desk\rangle$，太困难了。或者说，尽管我们这里写出了这个 $|desk\rangle$，但是它只是一个符号而已。我们不能写出它的确切形式，它太过复杂了。

然而，假如一个东西足够简单，简单到比如只有一个原子，一个光子。描写它需要的信息比说清楚一张书桌要少得多。因此，就有希望把它的**全部信息**在某种精度上得到，或者至少某个方面的性质确切地表示出来。描写包含光子、原子等微观客体全部或者部分信息，在量子力学中用“量子态”来表示。例如，来自不同光源的光子可以用不同的量子态描写，如 $|烛光\rangle$、$|太阳光\rangle$、$|激光\rangle$ 等。而量子态本身的变化是用量子力学的 Schrödinger 方程描写的(就像宏观物体的运动用牛顿定律描写一样)。今天，随着实验手段的不断提高，人们在实验上已经获得一些接近理想的纯量子态。比如，当激光运转在远高于阈值时，它所产生的光场就可以近似看成是由数目巨大但是完全相同的光子组成的相干态 $|\alpha\rangle$ (coherent state)[图 1(a)] 。这个相干态的数学和物理描写物理学家们已经搞清楚了。目前人们还能通过一些特殊的手段产生粒子数态[图 1(b)]、压缩态、纠缠态等。这些量子态已经完全不是像 $|desk\rangle$ 那样只是一个抽象的、复杂得无法表示出来的东西，而是一些实实在在可以产生出来并且通过实验检验的客观存在。在科学家的努力下，这些抽象的量子态可以被严格描述为一些确定的数学形式，用它们可以完全地解释我们得到的结果并预言将会得到的结果，但是量子态本身却是可以包含虚数的数学函数。2005 年度诺贝尔物理学奖得主 Glauber 曾被问到光子是什么时，也说它“不过是一堆复数而已”(*It is just*

a bunch of complex numbers)。这话不能简单地看成是这位物理学家的玩笑,实际上,只有如图 1(a)中的相干态才能彻底地描写激光,其他任何形式的解释都是徒劳的(就像我企图用 100 万字说清楚书桌一样徒劳)。我们可以造一根很明亮的蜡烛,采用足够好的滤色片,得到跟一束激光亮度一样高、颜色一样纯的光,但它仍然不是激光。你不能用颜色、强度、方向、波动性、粒子性、波粒二象性、一阶相干度、二阶相干度……,去说清楚激光和烛光的本质,就像你不能相信 7 个盲人(或者 100 个盲人)各自所说的"大象"就是真正的大象一样,除非你说激光是"相干态"而烛光是"热态"。Glauber 帮助我们用量子态回答了什么是光的问题(光的本性问题),因为我们知道了量子态就知道了一切,你还要知道别的什么呢?那些数百年来对光的波粒性的争论,不就是像盲人之间争论大象吗?按照哥本哈根(Copenhagen)学派的说法,这些"纯量子态是客观的,但不是真实的!"这代表了许多人对量子态的认识。无论如何,一些活生生的量子态已经被物理学家们在实验上产生出来,它们是如此精致、如此纯粹、性质如此特别、也如此脆弱和易于受到外部环境的影响,甚至把它们小心地放在一无所有的真空中也会衰退掉,这种现象叫退相干(Decoherence)。因此研究如何产生、测量、控制和应用各种各样的量子态是一项重要的任务,这项研究叫做"量子态工程"(Quantum State Engineering)。



(a) 量子态的Wigner函数



(b) 只有3个光子的量子态|3⟩

图 1 一束理想的激光束可以用相干态表示

要造出两张完全相同的书桌是难以想象的。我们可以设想,完成这件事情就是把关于某张书桌的信息提取出来,也就是获得这张书桌的"状态"。该"状态"甚至包含书桌中每一个原子的信息以及它们之间和它们与外部环境作用的全部信息。我们把这些信息存入容量足够大的电脑,这样即使那张书桌在大火中不幸被烧毁了,我们也可以从电脑中把关于这张书桌的**全部信息**调取出来,按照每个原子的排列顺序和它们之间的作用以及环境参数,重建一张与原来**一模一样**的书桌。这件事情如果可以完成,那么建造多张**一模一样**的书桌就是多费一些工夫罢了。果真能够这样,你要是设想这不是一张书桌,而是一个人会怎么样呢?

这过于异想天开了。这样的设想被量子力学的物理原理否定了。

1982 年,Wootters 和 Zurek 根据量子力学原理,证明了:即使是对单个原子或

者光子这么简单的对象，我们也不可能造出两个**一模一样**的出来，更不用说一张书桌或者一个人了。就是说一个纯的量子态是不可克隆的。简单地说，如果你想克隆一个原子，你就需要知道这个原子的**全部信息**。但是你永远不能知道一个原子的**全部信息**。这不是因为人类不够聪明或者我们的仪器不够先进，而是因为量子力学的不确定性原理(uncertainty principle)。根据这个原理，我们不可能以任意精确度把所研究对象的某些物理量同时测准。这种不确定性甚至被认为是微观客体固有的性质，或者说，微观客体本质上就不同时具有位置和动量这样的物理量。既然你连信息都无法准确地得到，你更谈不上掌握对象的全部信息了。

测量行为会干扰被测物体本身，导致物理量无法测准，这件事其实并没有什么大惊小怪的。在我们的现实生活中其实每天都在发生测不准的事情，只不过大家没有特别注意罢了。当你想测量轮胎的气压时，你不得不把一个气压计接到轮胎上，从轮胎中放出一点气体，但是这样一来轮胎的气压实际上就改变了一点点，准确地说是减小了一点点，你测到的是一个不完全准确的气压；当你跟婴儿量体温时，你是把一个温度计放在婴儿的腋下，这根有一定大小的玻璃棒实际上也稍稍改变了一点婴儿的体温；当你躺在医院的体检室，手腕和脚腕上被大夫抹上一些冰凉的东西，再戴上一堆测量心电图的玩意时，你的心跳其实已经早就改变了；当登山运动员登上珠穆朗玛峰测到高度是 8844.43 米时，实际上登山者在山顶上因为自身的重量确实是把山峰压低了那么一点点……如果你觉得这是一种狡辩，那么请告诉我，你能设想一种完全不影响被测物体本身，又能测准它的绝妙方法吗？不只是你想过，许多伟大的科学家，都认真地思考过寻找这个“绝妙”的方法。这项研究叫“量子非破坏测量”(quantum nondemolition measurement)。

你可能告诉我说：有的！我们可以在山脚下，利用几何学的方法测量，或者通过 GPS 定位系统，根本不用爬到山顶上就能测量珠峰的高度了。可是你仍然做不到**完全非接触**测量。就算你真的不登上峰顶，你也得想办法在峰顶插上一个标志。就算你说可以不用任何标志，就用山峰最高处一块石头作为标志好了。可是你总得通过什么方式看见(测量到)那块石头(否则你怎么知道石头在那里呢？)，或者说，你总得需要从石头上反射的一些光子进入你的测试系统，不要忘记光子是有能量和动量的。因此，你仍然没有做到在**完全**不影响被测对象的前提下进行测量。至于测量对物体本身影响的大小，各种不同的方法可能不同，但做不到完全没有影响。这种影响实际上最终就是受到量子力学的不确定性原理限制的。对珠穆朗玛峰这样的高山，测量(弄清它的高度)对它的影响太小了，当然可以不考虑，但是，对一个质量只有 1.67×10^{-27} 千克的氢原子或者一个能量只有 1.25×10^{-19} 焦耳的绿光光子如何呢？

假定你确实抓住了一个原子(见“单原子的光学精密操控”)。为了复制一个一模一样的原子，你需要获取这个原子的信息，然后再重构它。比如说要知道这个原

子位置和速度，它内部电子的能级等等，因此你不得不观测它。就算你的仪器(眼睛)足够灵敏，你也需要从原子身上反射至少**一个**光子——仅此一个——到你的仪器(眼睛)里，这是你付出的不能再小的代价，可是这唯一的一个光子对一个原子来说就像一发炮弹一样，它从原子身上射向你的仪器(眼睛)的时候，已经把原子反冲到别的地方去了。因此当那个光子进入你的仪器(眼睛)时，原子已经不在它原来的位置了，速度也肯定受到了影响。你测(看)到的原子的状态，还是那个你没有测(看)它之前的原子的状态吗(图 2)？肯定不是了！正是因为这个原因，今天，没有人宣称他(她)亲眼见过一个原子。即使将来人类有足够的智慧，造出一台足够先进的显微镜，把一个原子放大到一个乒乓球那么大，情况仍然是这样绝望。

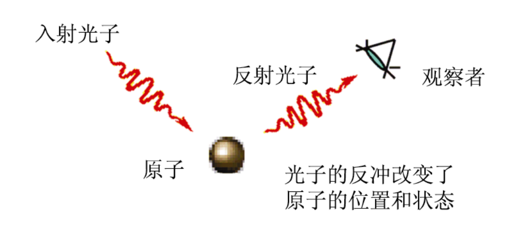


图 2　测量对原子位置和状态的干扰

这真是一件遗憾的事情！我们受到了某种物理学原理，而不是我们的聪明才智的制约，不能准确无误地复制一个原子，一个量子态。假如量子态能够复制该有多奇妙呀。假如真是可以的话，我们就有可能把我们自己：这个由许许多多、但是有限数目的原子分子组成的人的“状态”保存下来，刻在一张容量足够大、能够保存 1 万年的光盘上。有朝一日某个智慧生物把我的“状态”重建出来，那个在 1 万年以后恢复出来的“我”，因为其包含了跟我现在一样的全部信息，即我现在的“状态”，因此“他”的任何特征行为和思想都跟现在坐在这里写这篇科学故事的“我”一样。姑且不说这样会带来多少矛盾，这个异想天开的想法与我们今天掌握的量子物理学原理是相悖的，看来是永远不会实现了。

但是有件同样是异想天开的事情却可以发生，那就是本文一开头提到的 Bennett 等人在 1993 年提出的量子隐形传送(quantum teleportation)。既然我们不能获得量子态的全部信息，然后把它复制很多份，但是我们能不能把一个量子态在一个地方“捣碎”了，把它的**信息**，而不是承载这些信息的**客体**本身(谁知道包含客体全部信息的状态和客体本身是不是一回事呢？)，以某种方式被送到另一个地方，然后再把那个已经“捣碎”灭亡的量子态在新的地方恢复出来呢？这件事情不违反量子物理的基本原理，因为我们并没有提取被“捣碎”的量子态的信息。Bennett 他们用量子力学的原理证明可以做到。要说清楚这件事情我们必须提到一种被称为纠缠态(entangled states)的量子态。

前面已经提到，在微观世界里人们可以产生一些性质怪异的量子态，这些所谓

怪异的性质用我们在经典世界中的经验是无法体验的，纠缠态就是其中之一。它是1935 年 Einstein，Podolsky 和 Rosen 三人为了证明量子力学的不完备而假想的一种状态。这种状态今天被称为 EPR 态，它已经被科学家们造出来而不再是假想的一种量子态了。我们用一个经典的例子说明：假如你从北京到上海出差，到达上海以后打开行李箱，结果你只发现临走之前收拾行李时放进去的一双旅游鞋中的一只，比如左鞋，你知道你的另一只鞋是落在家里了。不用打电话，你也立即知道落在家里的那只鞋一定是右鞋，因为它们是一对买回来的。这样一对密切关联在一起的东西可以看成一个经典的 EPR 态，虽然它与量子的 EPR 态有许多不同。一个量子的 EPR 态可以是一对光子、一对光束、一对原子等组成的，它们必须用一个单一的量子态(波函数)来描写，在量子物理中作为一个完整的、不可分割的量子态存在并被测量，但是包含在这个量子态中的两个个体可以处于空间分离的不同地方。这种现象在量子力学中称为非定域性。这是经典世界里没有的现象，你能设想一个东西，比如你自己，作为一个完整的人，能同时处在北京和上海吗？不能。但是一个量子态是可以的，物理学家们已经在实验室造出来了这样的量子态。

还是以上面的鞋为例，Bennett 的思想是这样：假设有三个人，张三、李四和王五，都住在北京。张三有一只鞋，具体的样式、颜色和尺码都不太清楚。李四有一双完整的“EPR”鞋，一左一右。李四把他的这双鞋中的任意一只(比如左鞋)交给张三，把剩下的另一只(右鞋)交给王五。王五带着那只右鞋出差走了，张三觉得李四给他的那只鞋跟自己的不能配成一双，干脆把他自己的鞋和李四给他的那只(左)鞋一块放进一个炉子里烧了。他看着炉火中升起的烟雾和红红的火苗，心里很不是滋味。张三把这件事打手机告诉了王五(我们也不知道王五出差到哪里去了)，他在电话中详细告诉了他围坐在炉子边，看到从炉子中升起的黑烟和熊熊的火焰的场景。王五根据张三的描述，成功地把那只李四给他的(右)鞋，变成了张三自己开始的那只烧掉的鞋。第二天当他带着那只他变魔术般获得的鞋回到北京时，张三简直惊呆了：他发现被他烧掉的那只自己的鞋又回来了，跟原来那只一模一样，包括颜色、样式、尺码等，甚至鞋跟上还带着当初他扔进火炉时粘着的北方地区的泥土和细菌！

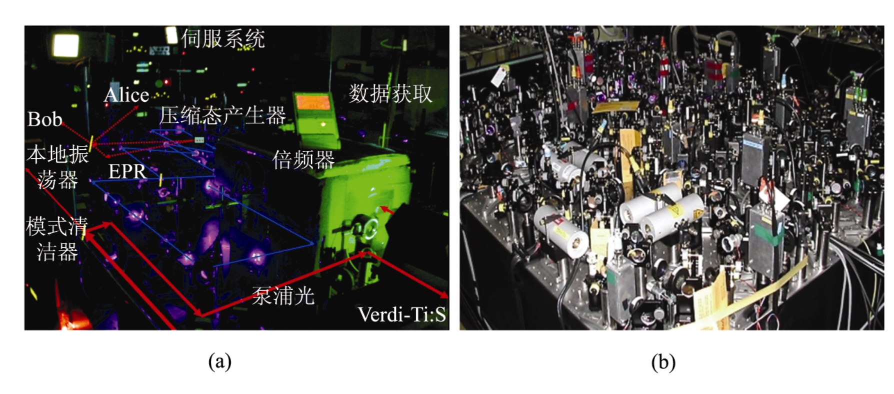
上述描写当然只是对这一有趣的量子现象所作的一个类比。科学家们发现，要在宏观上产生 EPR 量子纠缠态非常困难，因此上述用鞋子做的假想实验是很难真正实现的。然而如果换成简单、微小得多的光子、原子等，则可望在一定程度上实现。

1997 年奥地利的 Zeilinger 小组利用自发参量下转换中产生的光子对作为 EPR 态，成功地实现了光子偏振态的量子隐形传送。1998 年，美国加州理工学院的 Kimble 研究组利用连续的光学参量振荡器产生的光场作为 EPR 态，完成了对相干光场的量子隐形传送。由于存在损耗以及 EPR 态不是很理想，在一个实际的物理系统中，不可能使被重新恢复出来的量子态与初始的态完全相同。通常人们用保真

度来衡量量子隐形传送输出的态与初始待传送的态的相似程度。后来笔者在加州理工学院将一束连续光的量子隐形传送的保真度提高到 0.61，2005 年日本东京大学的 Furusawa 研究组进一步把保真度提高到 0.7。此间美国 Los Alamos 实验室的研究人员采用核磁共振方法，完成了核自旋量子态的隐形传送。国内中国科技大学和山西大学也开展了这方面的研究。中国科技大学与奥地利科学家合作，2004 年完成了五光子纠缠和开放目的地的量子隐形传态。同年美国国家标准局(NIST)和奥地利 Innsbruck 的两个研究组分别报道了采用受控离子实现原子态的量子隐形传送的实验。

这些激动人心的实验进展，加上一些国内外媒体的渲染报道，可能会让你浮想联翩：是否在不远的将来，人们就可以实现比原子更大、更复杂的东西，比如一个分子、一个病毒、一个细胞、一只昆虫甚至一个人的量子隐形传送呢？据说一个天真的信徒甚至幻想用这种方法寻找转世灵童。这种良好的愿望大大低估了这类实验的难度并误解了科学家们目前达到的程度。实际上，在中国科技大学和奥地利联合完成的实验中，人们只是把光子的偏振状态以一定的概率成功地隐形传递走了；在加州理工学院、东京大学和山西大学的实验中，人们只是把一束相干光场中某个振动频率分量的量子态隐形传送到一米开外的地方；而在美国 NIST 和奥地利 Innsbruck 的原子态的隐形传送中，被传递的距离不过是几个微米……图 3 所示的是美国加州理工学院量子光学实验室(a)和日本东京大学(b)完成的对一束激光的量子隐形传送实验的一角。这些实验的复杂精巧程度和技术难度已经远远超出了我们可以在此详细陈述的范围(更多的细节参见文献[10])。人们克服了种种困难，以异乎寻常的手段，最终实际上只是把一束波长在 850 纳米附件的光束中，振动边带频率在 1.5 兆赫兹附近的分量上的量子态，以一定的保真度隐形传送了约 1 米的距离。

比较起来，光子实际上是我们能够操控的非常简单的量子客体，要量子隐形传送它尚且如此困难，更不用说具有静止质量和复杂结构的原子了。对一个原子，要粗略地描写它至少也需要成百上千的参数。而美国 NIST 和奥地利 Innsbruck 的实验只是部分地实现了一对参数对应的量子态的隐形传送。要实现象孙悟空那样，在某个地方消失，在另外一个地方突然把自己再变出来，那仍然还是一个神话。你不妨估计一下，一个人大约是由 10^{27} 个原子组成的，每个原子按照 100 对参数考虑。因此要描写人体，需要的总数据量大约有 10^{29} 对。而我们目前的实验只是以不完美的方式完成了一对。假如我们今天观测到的最遥远的某个天体距离地球有 100 亿光年，如果我们把完成“一个人的量子隐形传送”看成是从地球到达那个遥远的天体，那么，今天我们所做到的，只不过是刚刚迈出一个毫米罢了！



(a)　　　　(b)

图 3　美国加州理工学院(a)和日本东京大学(b)完成的对一束光的量子隐形传送实验的一角

然而这一个毫米却是科学上重要的一步。量子隐形传送实验的成功告诉我们，利用量子纠缠态，我们确实可以把一个量子态——它是客观存在的，包含了客体无穷多的信息——以一种金蝉脱壳的方式，传送到另外一个地方。在那里，它被原封不动地再现回来。我们对光子和原子这些微观的体系已经可以在一定程度上在实验室做到，虽然困难重重，极富挑战性，但是，我们毫无疑问还能做得更多、更好。

参 考 文 献

[1] Wootters W K, Zurek W H. Nature, 1982, 299: 802.
[2] Einstein A, Podolsky B, Rosen N. Phys Rev, 1935, 47: 777.
[3] Li Xiaoying, et al. Phys Rev Lett, 2002, 88: 047904.
[4] Bennett C H, et al. Phys Rev Lett, 1993, 70: 1895.
[5] Bouwmeester D, et al. Nature, 1997, 390: 575.
[6] Boschi D, et al. Phys Rev Lett, 1998, 80: 1121.
[7] Furusawa A, et al. Science, 1998, 282: 637.
[8] Nielsen M A, et al. Nature, 1998, 396: 52.
[9] Pan J W. Nature, 2003, 421: 721.
[10] Zhang T C, et al. Phys Rev A, 2003, 67: 033802.
[11] Jia Xiaojun, et al. Phys Rev Lett, 2004, 93: 250503.
[12] Takei N, et al. Phys Rev Lett, 2005, 94: 220502.
[13] Takei N, et al. Phys Rev A, 2005, 72: 042304.
[14] Zhao Z, et al. Nature, 2004, 430: 54.
[15] Zhai Zehui, et al. Acta Physica Sinica, 2005, 54: 2710.
[16] Barrett M D, et al. Nature, 2004, 429: 737.
[17] Riebe M, at al. Nature, 2004, 429: 734.
[18] Su Xiaolong, et al. Phys Rev Lett, 2007, 98: 070502.

撰稿人：张天才
量子光学与光量子器件国家重点实验室，山西大学光电研究所

相对论量子信息

Relativistic Quantum Information Theory

量子力学，相对论和信息论之间的密切联系是理论物理中的重要内容[1]。一个有趣的例子是，黑洞的量子性质的发现极大地促进了相对论热力学的发展[2]。运动物体的热力学性质表明，概率的分布同观测者的参照系有关[3~4]。而从信息论的角度来看，概率的分布是同 Shannon 信息熵联系在一起的。量子信息理论是在量子力学和信息论的基础上诞生的一门新兴学科。近年来，量子信息理论和相对论之间的联系也吸引了人们越来越多的研究兴趣。

Asher Peres 首先研究了相对论效应对测量过程以及量子 von Neumann 熵的影响，发现 von Neumann 熵不是洛伦兹不变量[5~7]。量子纠缠是量子力学中重要的基础概念，也是量子信息处理中不可或缺的物理资源。因此，C. Adami 以及 R. B. Mann 等人研究了对不同参照系下的观测者，量子纠缠是否会发生变化，讨论了量子纠缠在不同自由度之间的相互转化以及 Unruh 效应的影响[8~9]。进一步，L. Lamata 讨论了，运动粒子间的可提纯纠缠的性质[10]。随着量子信息研究的不断发展，研究相对论效应对量子信息处理过程的影响具有非常实际的意义。P. M. Alsing 和 G. J. Milburn 研究了静止的 Alice 和加速运动的 Rob 之间的量子隐形传态，发现 Davie-Unruh 效应会降低量子隐形传态的保真度[11~12]。相对论效应在其他的量子信息应用中，包括量子远程时钟同步[13]、量子纠缠辅助的通信[14]和全球空间定位[15]，都有十分重要的影响。

量子态的洛伦兹变换

量子比特都是编码在实际物理体系的某个自由度上的量子态。我们考虑用自旋 $-1/2$ 的有质量($m>0$)的粒子来表示量子比特，如电子。同一量子态 $|\psi\rangle$ 在不同参照系下的描述是不一样的。我们考虑相对运动的两个参照系 R_1 和 R_2，其相对运动的速度是 v，运动速度的大小 $\beta=|v|/c$，其中 c 是光速，那么 R_1 和 R_2 通过洛伦兹变换 Λ 相联系。我们引入自旋-动量的本征态 $|p,s\rangle$，在参照系 R_1 下量子态可以写成

$$|\psi\rangle=\sum_s a_s(p)|p,s\rangle$$

量子态的洛伦兹变换可以看成是由动量 p 控制的作用在自旋自由度上的幺正操作，接着动量本身的一个洛伦兹变换 $p\to\Lambda p$。我们可以用如图 1 的量子线路来直观的表示上述的变换过程[16~18]。

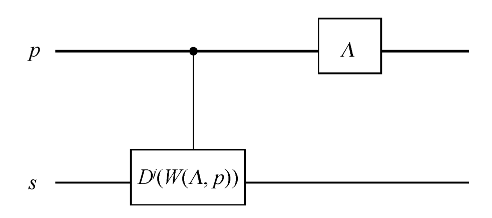


图 1　量子态洛伦兹变换的量子线路图

von Neumann 熵与相对论

从上面量子态的洛伦兹变换,我们可以看到粒子的动量和自旋自由度可能纠缠起来，所以自旋自由度的约化密度矩阵也会发生变化。用不受动量影响的理想装置测量自旋的统计性质。其对应的 von Neumann 熵为

$$S = -\mathrm{tr}(\tau \ln \tau) = -\sum \lambda_i \ln t$$

其中 λ_i 是相应约化密度矩阵的本征值。

如果观测者 Alice 在其静止的参照系中制备了上述的自旋–1/2 粒子的量子态，那么对另一个相对 Alice 运动的观测者 Bob 而言,同样的自旋–1/2 粒子处于根据上述的规则变换之后的量子态。作为例子，假定 Alice 制备的粒子的自旋是沿 z 方向的，自旋的 von Neumann 熵是 0。而在 Bob 的参照系下，自旋约化密度矩阵的 von Neumann 熵是正的[5]

$$S \approx t(1 - \ln t)$$

其中 t 是和参照系之间相对运动的速度和电子的静止质量有关的常数。

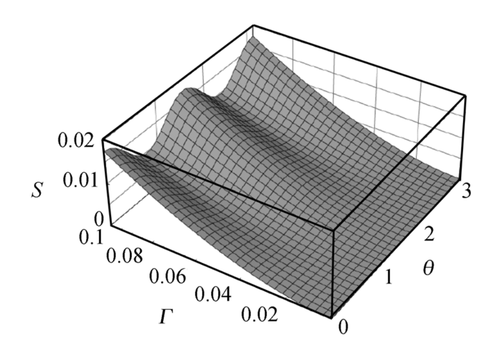


图 2　在 Bob 参照系下，自旋的 von Neumann 熵 S 随相对运动的角度和参数 $\Gamma \approx [1-(1-\beta^2)^{1/2} w/m\beta]$ 的变化，其中 w 是 Alice 参照系下动量的展宽

图 2 给出了 Bob 相对运动的方向和 Alice 参照系下的 z 轴成 θ 角时，自旋自由度的 von Neumann 熵随相对运动的变化情况。我们可以看到，在洛伦兹变换下，自旋约化密度矩阵不是协变的，而其 von Neumann 熵也不是洛伦兹不变量。

量子纠缠与相对论

相对运动也会影响观测者探测到的量子纠缠，我们将介绍自旋–1/2 粒子间的纠缠以及自由玻色场模式之间的纠缠。

自旋-1/2 粒子[8]

两个有质量的自旋–1/2 的粒子的波函数可以写成

$$\left|\psi_{AA'BB'}\right\rangle = \iint \sum_{\lambda\sigma} g\lambda\sigma(p,q)\left|p,\lambda\right\rangle_{AA'}\left|q,\sigma\right\rangle_{BB'}\mathrm{d}p\mathrm{d}q$$

假定动量的分布是展宽为 σ_r 的高斯分布。对不同参照系的观测者，粒子的波函数是不同的。不失一般性，我们只需考虑沿 z 方向的相对运动。对自旋最大纠缠态，图 3 给出了度量自旋纠缠的 Concurrence[19]随相对运动速度的变化曲线。

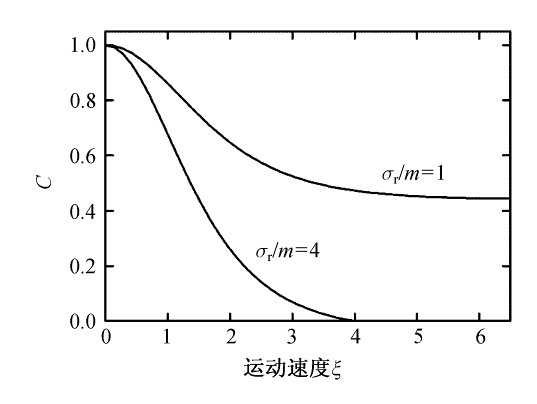


图 3　自旋量子纠缠随相对运动速度的变化曲线

在极限 $v \to \infty$，即接近于光速时，自旋的量子纠缠趋于饱和值。对不同的粒子质量和动量分布，饱和值也不同。随着 σ_r/m 的增大，饱和值逐渐减小，直到 $\sigma_r/m = 3.377$ 时，饱和值变成 0。相对论效应影响自旋–1/2 粒子间的量子纠缠，本质上还是因为自旋和动量自由度之间的耦合，从而使得量子纠缠在不同自由度之间相互转化。

自由玻色场[9]

考虑闵可夫斯基(Minkowski)空间中自由的无质量的标量场的两种模式 k 和 s，在内部参照系看， 处于最大纠缠态，即量子场的态为

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\left|0_s\right\rangle^{\mathcal{M}}\left|0_k\right\rangle^{\mathcal{M}}+\left|1_s\right\rangle^{\mathcal{M}}\left|1_k\right\rangle^{\mathcal{M}}\right)$$

其中 $\left|0_i\right\rangle^M$ 和 $\left|1_i\right\rangle^M$ 分别是模式 i 的真空态和单个粒子激发态。

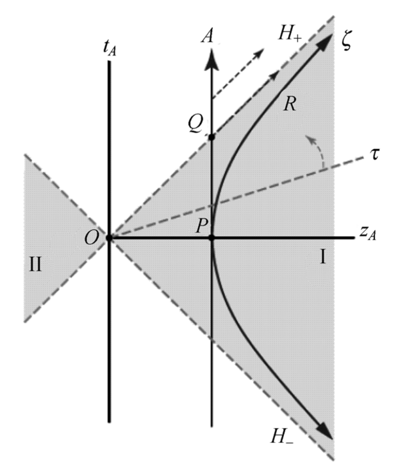


图 4　Alice 静止，Rob 匀加速运动的闵可夫斯基图

我们假定有两个观测者 Alice 和 Rob，其中 Alice 只探测模式 s，而 Rob 只探测模式 k。另外，Alice 静止，Rob 以加速度 a 做匀加速运动。所以 Rob 探测的模式 k 应该用 Rindler 坐标来描述。如果只考虑一个 z 方向的空间维度，那么，Rob 的世界线在闵可夫斯基坐标下是双曲线，如图 4。在原点的两边,以 双曲线的渐近线为边界的两个区域(I，II)构成了 Rindler 范围。闵可夫斯基 和 Rindler 坐标下的量子化是不等价的，所以，Rob 看到的真空态和 Alice 看到的闵可夫斯基真空态是不同的。这就导致了 Rob 必须把闵可夫斯基态用 Rindler 区域 I 和 II 的 Fock 态来展开。因为 Rob 同区域 II 在因果关系上是相互分离的，所以 Rob 看到的态应该是把区域 II 约化掉的闵可夫斯基态。

部分转置判据是量子纠缠的一个充分条件。如果量子态密度矩阵的部分转置矩阵至少有一个本征值是负，那么量子态就必定是纠缠态。在有限加速度($r<\infty$)的情况下，总是存在一个负的本征值，因此量子态总是纠缠的。只有在极限 $r\to\infty$ 时，负的本征值才会变为 0。Rob 没有加速的时候，量子纠缠最大。在有限加速的情况下，量子纠缠将会减少，如图 5。同上面讨论的自旋−1/2 粒子之间的量子纠缠不同，自由玻色场模式之间的量子纠缠变化不是由于不同自由度之间的量子纠缠相互转化引起的，而是由于 Davies-Unruh 效应而造成的。

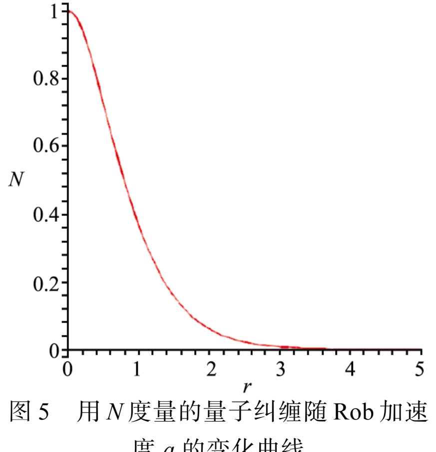


图 5　用 N 度量的量子纠缠随 Rob 加速度 a 的变化曲线

量子隐形传态中的相对论效应[11~12]

量子隐形传态，是量子纠缠在量子信息中作为物理资源来进行通信的最重要的应用。下面我们将介绍相对论效应——Davies-Unruh 辐射会如何影响量子隐形传态的保真度。

我们考虑的情况和上一节中讨论自由玻色场的量子纠缠时相似，Alice 是静止的， Rob 匀加速运动。假定 Alice 和 Rob 各有一个支持两种同样频率正交模式的光学腔，分别记为 A_i 和 R_i $(i=1,2)$ 。Alice 把未知的量子态隐形传态给 Rob 的过程

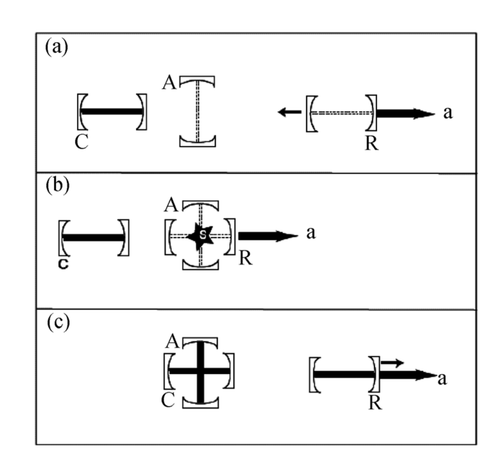


图 6　腔 A(Alice，Minkowski)，R(Rob，Rindler)和 C(Minkowski)

(a) $\tau < 0$ 时，Rob 的腔沿 z 轴负方向以加速度 a 运动；(b) $\tau = 0$ 时，腔 A 和 R 重合，共享四光子的纠缠态；(c) $\tau > 0$ 时，Alice 对腔 C 中要传送的未知量子态和所持有的 Bell 态的粒子做 Bell 测量，腔 R 沿着 z 方向匀加速运动。

如图 6 所示。 在 $\tau > 0$ 时，Alice 和 Rob 共享的量子纠缠态为

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle_{\mathcal{M}}|0\rangle_{\mathcal{M}} + |1\rangle_{\mathcal{M}}|1\rangle_{\mathcal{M}})$$

其中第一个量子比特代表腔 A，第二个量子比特代表腔 R。Alice 要传送给 Rob 的未知量子态在腔 C 中。同常规的量子隐形传态协议一样，Alice 对腔 A 和 C 中 的量子比特做联合 Bell 测量，再把测量的结果通过经典通信告诉 Rob，Rob 再对腔 R 中的量子比特做适当的操作。由于 Rob 加速运动，所以腔 R 会通过 Davies-Unruh 机制而被热激发的光子所占据，而 Rob 和 Alice 之间共享的量子纠缠也会降低，从而基于量子纠缠的隐形传态的保真度也会减小。经过一系列的计算，Alice 和 Rob 之间的量子隐形传态的保真度为

$$F = \cosh^{-6} r$$

其中，r 是和腔的频率有关的加速参数。

相对论效应对消相干过程的影响

除了量子纠缠之外，量子消相干也是量子力学中的基本概念。同时，量子系统同环境的耦合 总是不可避免的。在常规的量子信息理论中，人们通常都是假设研究的主量子系统是静止的。 所以，相对论和开放系统理论的结合，即研究运动的量子系统的消相干性质是非常有趣的课题[20~22] 。给定单个自旋−1/2 的 Dirac 电子，我们可以用其沿 z 方向朝上和朝下的自旋来编码量子比特。Dirac 电子静止在背景磁场噪声中，会经历纯消相过程，其对角元会指数的衰减。如果 Dirac 电子运动起

来，其看到的噪声环境将和静止时不同，从而其消相干的动力学性质也会发生很大的变化。在这一节中，我们将讨论相对论效应对 Dirac 电子消相干过程的调制作用[23]。

考虑静止的电子在背景磁场噪声中，自旋自由度的消相过程。由于电子具有自旋磁动量，它与外加的磁场相互作用。我们假定背景磁场噪声沿 z 方向，并且是高斯分布的。在准静态近似下，电子的自旋自由度经历纯消相的过程[24~25]，其密度矩阵的对角元不发生变化，而非对角元指数衰减。

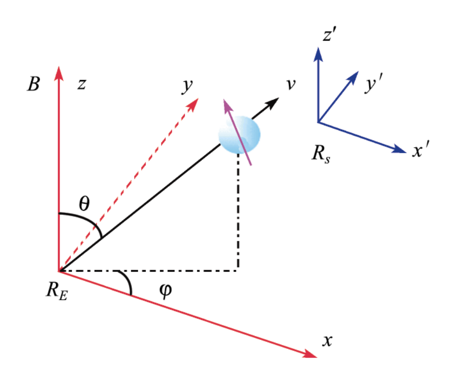


图 7　自旋–1/2 Dirac 电子，相对静止于以速度 v 运动的参照系 R_s 中，背景磁场噪声沿着静止参照系 R_E 的 z 方向

现在我们考虑运动的电子在同样的背景磁场噪声中的消相干性质。在静止参照系 R_E 中，电磁场是沿 z 方向，那么从运动的参照系 R_s 中来看，电磁场要做洛伦兹变换。由于相对论效应，运动的 Dirac 电子看到的环境同静止电子有很大的不同。考虑同样的高斯分布的背景磁场及准静态近似，把时刻 t 时自旋的密度矩阵用算符和的形式来表示

$$\mathcal{E}_m(\rho) = p_0\rho + p_1\sigma_z\rho\sigma_z - \varepsilon\sigma_z\rho\sigma_z + \sum_{i=1}^{2} F_i\rho F_i^\dagger$$

对于运动的电子，上述公式中前面两项和纯的消相过程相似，但是非对角元的衰减率被放大。消相过程的压缩则是由于第三项产生的。而算子 F_1 和 F_2 代表自旋除了消相过程外的其他消相干机制。

为了直观的展示相对论效应对运动的 Dirac 电子的自旋消相干的影响，我们考虑一个自旋比特处于完全相干的初态 $|\psi\rangle = (|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle)/\sqrt{2}$ 。自旋的消相过程由于相对论效应而被明显的改变，如图 8。在短时区间内，自旋密度矩阵的非对角元衰减得更快。但是，如果时间比较长，那么非对角元的衰减被极大的抑制。在静止的情况下，非对角元最终会趋于 0，即自旋自由度变成完全的经典混合态。而在相对运

动的情况下，非对角元将会达到非 0 的饱和值，这就是说，由于相对论效应，自旋的消相干过程停止了，相干信息也不再丢失到环境中。

上面关于单个 Dirac 电子的讨论，可以推广到若干个 Dirac 电子和同一高斯型背景磁场噪声耦合的情况。例如，我们考虑两个以同样的速度运动的电子处于自旋纠缠初态 $|\psi\rangle=(|\uparrow\downarrow\rangle+|\downarrow\uparrow\rangle)/\sqrt{2}$，并且研究相对论效应会如何改变量子纠缠在消相干环境中的衰减行为。如果两个电子都是静止的，那么度量其量子纠缠 Concurrence[19]是指数衰减的[26]。为了突出相对论效应的影响，我们考虑接近于光速的情况。经过简单的计算之后，我们发现量子纠缠还是指数衰减的，和单电子情况下的非对角元不同，相对论效应会使得两个电子的量子纠缠更快地消失。

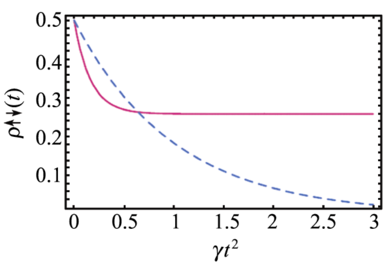


图 8 相对论效应对消相干过程的影响

展望

相对论和量子力学的结合是现代理论物理中的重要内容，而量子信息理论的发展已经为研究其他物理领域的重要基础问题提供了许多有意义的概念、方法和工具。这一点在凝聚态物理、统计物理方面尤其明显，已经出现一系列激动人心的工作，例如通过量子纠缠的研究，极大地推动了多体物理中常用的蒙特卡罗数值模拟方法的发展，提出了新颖的刻画以及研究多体量子系统的方法。因此，如何将量子信息理论中发展起来的方法应用到相对论效应的研究中，从而加深对因果律等基础概念的理解，都是十分有意义的问题。另一方面，随着量子模拟研究的进一步发展，许多物理系统，尤其是光晶格中的冷原子等，能够模拟凝聚态物理中的重要模型，而同时又具备更加良好的调控条件。如果能够通过这些在实验室可以实现和调节的物理体系，来模拟相对论中的重要效应，将大大的促进对这些基本问题的研究。

参 考 文 献

[1] A Peres, D R Terno. Rev. Mod. Phys., 2004, 76: 93.
[2] R M Wald, Quantum Field Theory in Curved Spacetime and Black Hole Thermodynamics. Chicago: University of Chicago Press, 1994.
[3] P T Landsberg, G E A Matsas. Phys. Lett. A, 1996, 223: 401.
[4] P J B Peebles, D T Wilkinson. Phys. Rev., 1968, 174: 2168.
[5] A Peres, P F Scudo, D R Terno. Phys. Rev., Lett., 2002, 88: 230402.
[6] M Czachor. Phys. Rev. Lett., 2005, 94: 078901.
[7] A Peres, P F Scudo, D R Terno. Phys. Rev. Lett., 2005, 94: 078902.
[8] R M Gingrich and C Adami. Phys. Rev. Lett., 2002, 89: 270402.

[9] I Fuentes-Schuller and R B Mann. Phys. Rev. Lett., 2005, 95: 120404.
[10] L Lamata, M A Martin-Delgado, and E Solano. Phys. Rev. Lett., 2006, 97: 250502.
[11] P M Alsing and G J Milburn. Phys. Rev. Lett., 2003, 91: 180404.
[12] P M Alsing, D McMahon, G J Milburn. Journal of Optics B, 2004, 6: S834.
[13] R Jozsa, Daniel S Abrams, J P Dowling, and C P Williams. Phys. Rev. Lett., 2000, 85: 2010.
[14] C H Bennett and S J Wiesner. Phys. Rev. Lett., 1992, 69: 2881.
[15] V Giovanetti, S Lloyd, and L Maccone. Nature (London), 2001, 412: 417.
[16] E Wigner. Ann. Math. 1939, 40: 149.
[17] S Weinberg. The Quantum Theory of Fields. (Cambridge: Cambridge University Press, 1996).
[18] D Ahn, H J Lee, Y H Moon, and S W Hwang. Phys. Rev. A, 2003, 67: 012103.
[19] W K Wootters. Phys. Rev. Lett., 1998, 80: 2245.
[20] H P Breuer, and F Petruccione. Journal of Physics A, 1998, 31: 33.
[21] H P Breuer, and F Petruccione. Phys. Lett. A, 1998, 242: 205.
[22] H P Breuer, and F Petruccione. The Theory of Open Quantum Systems. Oxford: Oxford University Press, 2002.
[23] J M Cai, Z W Zhou, Y F Yuan, and G C Guo. Phys. Rev. A, 2007, 76: 042101.
[24] H Ollivier, D Poulin, and W H Zurek. Phys. Rev. A, 2005, 72: 042113.
[25] F M Cucchietti. J P Paz, and W H Zurek. Phys. Rev. A, 2005, 72: 052113.
[26] J M Cai, Z W Zhou, and G C Guo. Phys. Rev. A, 2005, 72: 022312.

撰稿人：蔡建明　周正威　郭光灿
中国科学技术大学中科院量子信息重点实验室

量子质量标准

The Quantum Mass Standard

计量单位是每个人在日常生活中每天都要遇到的。购物时商品的多少常会以数字加上计量单位表示。如 3 斤菠菜、4 斤苹果等。如果顾客要求核实商品的数量，会拿到公平秤上去称量。而公平秤的准确性则由计量工作人员使用计量标准(标准砝码)来保证。有病时使用药物的剂量更是一点也差不得，对计量标准的准确性也会要求很高。

计量工作年代久远，都是因为实际需要而开展起来的。古埃及尼罗河水每年泛滥后需重新丈量土地，长度计量就得到了长足的发展。当人们开始了商品交换、政府税收等行为，就对质量计量提出需求。所以秦始皇统一中国后很快就对计量标准进行了统一工作，现在出土的“秦权”就是当时的质量计量国家标准，其表面还刻有皇帝统一国家的质量计量标准的命令(诏书)[1]。这也以物证的形式表明了中国对世界计量工作的贡献。

早期欧洲的计量工作相当粗糙，往往按人体的某种参数来定义计量单位。英文中的英尺和脚用同一个词(foot)表达，说明人们是用脚的长度作为长度计量单位的。为了使得长度单位的随意性不至于太大，人们还想了一些办法来定义“较为标准的脚长”。有时候就用国王身体上某一部分的长度作为标准。也有建议用某一个星期天早上人们做完礼拜后最先从教堂里出来的十六个人的脚长平均值作为标准。这似乎已经有点统计的概念了，得到的标准长度的稳定性也会好一点。当然，这类办法达到的准确度不会太高。工业革命开始以后，机械化大生产开始发展，商品交换规模也日益扩大，对计量工作以及相应的计量标准提出更高的要求，人们也开始了建立高精度计量标准的努力。18 世纪法国科学家就试图实际测量地球的子午线，把子午线的四千万分之一定义为长度计量单位 1 米。还把摄氏 4 度时 1 升水的质量定义为质量计量单位 1 千克。这样的计量单位在科学性方面大有进步，而且对于各国都能适用，有利于生产和科研工作的发展。

1875 年国际米制公约的建立则是计量工作达到一个新阶段的标志。当时已得到相当发展的机械制造业以及日益广泛的国际贸易，要求计量标准更为准确。原来用子午线定义的长度单位和用水定义的质量单位不仅准确性不够高，单位量值也不易复现，难以保障各国计量单位在更高程度上的一致性。所以米制公约缔约国决定

把计量单位用更加稳定、更易于复现的实物基准来定义。米制公约的常设机构“国际计量局”(BIPM)制作了两种著名的“实物基准”。一种是“米原器”。这是一根截面为 X 形的铂铱合金尺，尺上两条刻线间的距离就定义为长度单位“米”。另一种是“千克原器”。这是一个铂铱合金圆柱体，把其质量就定义为质量单位“千克”。这两种原器使用了当时最好的工艺和材料，稳定性相当好。同时，两种原器的制成使得标准量值的复现和传递较为容易实现。各国只要把自己的标准量具送到巴黎的国际计量局与原器进行比对，就可把该国的量值溯源到复现单位定义的标准量值，从而各国的计量量值可保持一致。图 1 和图 2 是两种原器模型的照片。



图 1　米原器模型



图 2　千克原器模型

作为实物基准的两种原器在制成后的一百多年中发挥了很好的作用，但进入 20 世纪后，飞速发展的工业生产和科学研究对计量标准提出了更高的要求，建立在实物基准上计量单位已不能很好地满足要求，其不足之处反映为：

1. 最高的计量基准为某种实物(例如千克砝码原器是一个铂铱合金圆柱体)，就有其固有的缺点。这样的实物基准一旦制成后，总会有一些不易控制的物理、化学过程使其特性发生缓慢的变化，因而它们所保存的量值也会有所改变。而且此种逐年积累的变化的准确数量也很难确切查明。

2. 最高等级的实物计量基准全世界只有一个或一套，一旦由于天灾、战争或其他原因发生意外损坏，就无法完全一模一样地复制出来，原来连续保存的单位量值也会因之中断。

3. 量值传递检定系统庞大繁杂，从最高等级的实物基准到具体应用场所，量值要经过多次传递，准确度也必然会有所下降。

20 世纪下半叶，与传统的实物基准完全不同的量子计量标准研制成功，为解决以上问题提供了全新的途径。量子计量标准基于量子物理学的原理，与宏观物体的参数，如形状、体积、质量等等并无明显关系，可以从原则上消除各种宏观参数不稳定产生的缓慢漂移，其稳定性和准确度可以达到空前的高度。更重要的一点是

量子计量标准是一种物理实验装置，可以在任何时间、任何地点重复建立。不像实物基准是特定的物体，一旦由于事故而毁伤，就不可能再准确复制。因此用量子物理学复现计量单位的成功对于保持计量基准量值的高度连续性也有重大的价值。

第一个付诸实用的量子计量标准是1960年国际计量大会通过采用的^{86}Kr光波长度基准。其原理是利用^{86}Kr原子在两个特定能级之间发生量子跃迁时所发射的光波波长作为长度计量标准。此种标准不像原来的X形原器米尺实物基准那样，长度量值会受环境温度、气压等因素的影响，准确度大为提高，比原来的实物基准高出近百倍，达到10^{-9}量级。第二个量子计量标准，也是最著名和最成功的一种量子计量标准，是1967年在国际上正式启用的铯原子钟。此种标准用铯原子在两个特定能级之间的量子跃迁所发射和吸收的无线电微波的高准确频率作为频率和时间的标准，以代替原来用地球的周期运动导出的天文时间标准。尽管地球这个实物庞大无比,但其各种宏观参数亦在缓慢地变化,因而其运动的稳定性并不算很高，仅为10^{-8}量级。而近年来铯原子钟的不确定度已达到10^{-16}量级，比地球运动的稳定性高了6~7个数量级，上亿年才有可能相差一秒，充分说明了量子计量标准的重大优越性。铯原子钟的巨大成功在天文学、通信技术以至全球定位技术、导弹发射等军事应用方面均得到了卓越的应用。

近年来由于激光技术的飞速发展，使人们对量子能级的知识不断增加，制成了一系列极稳定的激光器，其波长的稳定性达到10^{-15}量级。基于激光波长的长度标准已于1983年替代了^{86}Kr光波长度标准，成为新的更高水平的量子长度标准。与本世纪上半叶还在使用的X形原器米尺实物基准相比，真是不可同日而语了。

随着人们对各种量子跃迁的认识不断深入,量子计量标准已不再局限于复现长度与时间这两种基本单位。20世纪下半叶，电学的量子计量标准也得到了飞速的发展。例如基于超导体中的库珀电子对越过约瑟夫森结势垒时的量子跃迁，

可把电压与微波辐射频率联系起来,得到准确度与频率标准相接近的量子电压标准，目前其不确定度已达到10^{-13}量级。另一方面，利用在低温下处于强磁场中的半导体界面上二维电子气的量子化霍尔效应制成的量子电阻标准,不确定度亦已达到10^{-10}量级。而传统的标准电池和线绕电阻这一类实物基准的不确定度仅为10^{-7}量级，与量子标准相比较，差距也是十分明显的。量子电压标准和量子电阻标准已经在世界范围内启用近20年，非常成功，大大提高了电学计量的准确度，对于现代科学学技术的贡献是不言而喻的。

目前,各国的计量研究院正在努力攻克经典计量学中的顽固堡垒——用某种量子计量标准来代替尚在使用的铂铱合金千克砝码实物基准。此实物基准是19世纪制成的，当时估计其不确定度为10^{-9}量级，在各种计量标准中可算首屈一指。可惜的是制作时只考虑了铂铱合金不易氧化的特点,实际上其表面仍会吸附一些肉眼无法察觉的气体分子和其他杂物，甚至砝码内部也会吸附氢气等气体。这些过程使

该砝码质量的增加量可能已达到了几十微克，即实际不确定度以增大为 10^{-8} 量级。仔细的清洗过程可以减少此种被吸附的杂物，但过一段时间又会发生类似过程。另一方面，多年使用中形成的磨损及划痕均会使其质量发生变化。而且此种逐年积累的变化的准确数量也很难确切查明。为了摆脱此种困境，亦应该用某种适当的量子计量标准来代替这一已明显跟不上时代步伐的实物基准。目前对这一十分迫切的课题已提出了若干解决方案。例如用高度提纯的硅晶体中的硅原子质量作为新的量子质量基准就是一种有希望的方法，德、日、意、澳等国家计量实验室为此种方案付出了巨大的努力[2]。

选取硅晶体的原因是由于随着电子工业的发展硅材料的提纯和拉单晶技术得到了很好的发展。容易得到较为理想的原始材料。得到高纯度的硅单晶以后，其关键步骤为下述几个：

1. 用硅单晶材料制作出一个直径约为 10 厘米的高精度球体。

2. 准确测量出硅球的尺寸。实际上是从多个方向测量球体的直径。

3. 用 X 射线干涉仪测出硅晶体的晶格常数，即硅晶体中位于晶格点阵上的硅原子之间的距离。

4. 利用测得的上述参数实际计数出硅球体中原子的数目。

这样几个步骤以后，我们就可以知道整个硅球的质量是硅原子的多少倍。或者说 1 公斤硅晶体中包含了多少个硅原子。也可以反过来用，把硅原子的质量作为定义质量单位的基础，即定义“质量单位 1 公斤等于硅原子质量的多少倍”。这样定义的质量单位不再代表某一具体实物的特性，而建立在原子质量的基础上，因此不会随时间而发生单位量值的漂移，而且可以按同一原理复制而得到相同的质量量值，有着和前面所述的量子计量标准同样的优点。

这一方案遇到的主要困难主要有下面几点：

1. 实际的硅晶体不会是完美的理想晶体，内部会有位错、空穴等缺陷，从而造成硅原子计数的误差。而且这样的缺陷位于硅球内部，很难查清。因此，宏观测出的硅球体积并不等于理想硅晶体的体积。

2. 硅晶体表面的氧化层导致整个硅球实际上还包含了一些氧原子，引起质量量值的误差。

3. 自然界中的硅元素有原子量分别为 28，29，30 的三种同位素，同位素丰度的精密测量也是此种方案的难点之一。

4. 按照相对论的质能对应原理，硅原子在凝聚成硅晶体过程中放出的凝聚能也会使硅晶体的质量与相同数量的硅原子的质量之和有差别。

由于这些问题，这一方案虽经多年探索，不确定度还只达到 10^{-7} 量级。而要取代铂铱合金砝码，不确定度至少需达到 2×10^{-8}。近年来这一方案研究中较大的进展是利用同位素提纯的方法得到了基本上只包含原子量为 28 的同位素的硅球，提

高了测量准确度。

另一种有希望的建立量子质量标准的方案是“瓦特天平法”(Watt Balance)。这种方法原来是为了统一力学功率单位和电学功率单位而提出来的。前面已经提到过，近年来电学的量子标准得到了长足的进步，不确定度减小到了 10^{-10} 量级，因而有可能反过来,在力学功率单位和电学功率单位统一的基础上从电学的量子标准导出质量单位来，也等效于建立了一种量子质量标准。

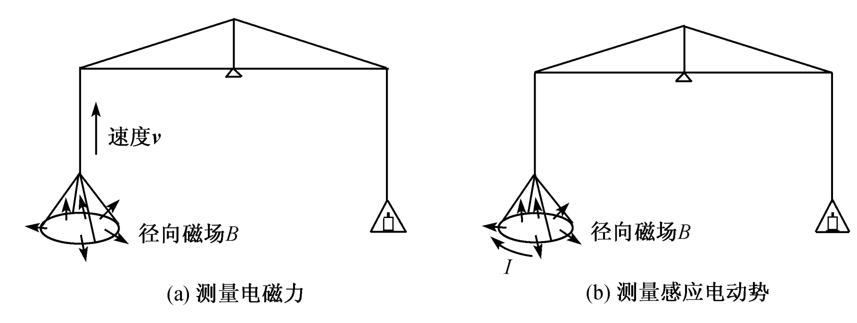


图 3 瓦特天平法

此种方案最初是由英国的 Kibble 博士提出来的[3]，具体做法如图 3 所示。整个实验分成两步。第一步是测量电磁力，如图 3(a)所示。挂在天平一端的一个线圈放入径向磁场中。当线圈中通以电流 I 时，磁场就会在线圈上作用垂直方向的电磁力。电磁力的作用公式为

$$F = I\oint\left(\boldsymbol{B}\times \mathrm{d}\boldsymbol{l}\right)_z \tag{1}$$

此式右面出现的线积分是沿着线圈回路进行的,被积分式是磁场向量与线圈线元向量的叉积的垂直分量。

当线圈挂在天平的一端时，电磁力与砝码所受的重力相平衡，因此可有

$$mg = I\oint\left(\boldsymbol{B}\times \mathrm{d}\boldsymbol{l}\right)_z \tag{2}$$

(1)和(2)式中出现的一个具体困难是，为了得到足够大的作用力，线圈要绕很多匝(例如几万匝)，因此被积分式中的线圈线元向量是一个很复杂的空间函数。另一方面，径向磁场也是一个复杂空间函数，而要求出(2)式右面的线积分，必须要准确给出这些空间函数，这是很困难的。为了解决这一问题，Kibble 博士提出了一个巧妙的方法，即再做一个测量感应电动势的实验，如图 3(b)所示。此时线圈中不再通电流，而以速度 v 向上移动。此时会因线元切割磁力线而在线圈中出现感应电动势，如(3)式所示：

$$\begin{aligned}\varepsilon &= \oint\left(\boldsymbol{v}\times \boldsymbol{B}\right)\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l}\\ &= \oint \boldsymbol{v}\cdot\left(\boldsymbol{B}\times \mathrm{d}\boldsymbol{l}\right)\end{aligned}$$

$$= \boldsymbol{v} \cdot \oint (\boldsymbol{B} \times \mathrm{d}\boldsymbol{l}) \tag{3}$$

当线圈在垂直方向移动时速度向量只有 z 方向的分量 v_Z 。(3)式就成为

$$\varepsilon = v_z \oint (\boldsymbol{B} \times \mathrm{d}\boldsymbol{l})_z \tag{4}$$

比较(1)，(2)与(4)式，可以看到两个公式右面的线积分相同。把两式相除就消去了线积分而得到

$$\frac{mg}{\varepsilon} = \frac{I}{v_z} \tag{5}$$

或

$$mgv_z = \varepsilon I = \frac{\varepsilon^2}{R} \tag{6}$$

此式中复杂的线积分表达式已被消去，无需进行十分复杂的线圈几何尺寸及磁场分布的测量。不难看到，Kibble 方法的基本方程(6)式左面表示的就是力学功率，而右面是电学功率。整个方程表示力学功率和电学功率相一致。也正因为如此，Kibble 提出的方法被称为“瓦特天平法”。统一力学功率和电学功率的量值，正是“瓦特天平法”提出的本意。

但是 20 世纪下半叶，情况有了明显的变化，主要反映在电学量子计量标准的飞速发展。

1958 年，巴丁、库珀、施瑞弗从理论上解释了困扰物理学界多年的超导现象。巴丁等人的理论十分成功，揭示了一系列奇妙的物理现象，被称为 BCS 理论。其中最令人意外的是，按照该理论超导体中的电子是两两配对的，称为库珀电子对。而每对电子的自旋则方向相反。库珀电子对的形成正是出现超导现象的物理基础。后来这一成就荣获了 1972 年的诺贝尔物理学奖。

1962 年，年仅 25 岁的英国剑桥大学博士生约瑟夫森从理论上预言，如果两块超导体用一个极薄的绝缘间隙隔开，超导体中的库珀电子对会有一定的概率穿过这层极薄的绝缘间隙。此时会出现一系列新的物理现象，后来都得到了实验证实，并有重要应用。所以这些新现象后来被人们总称为“约瑟夫森效应”。约瑟夫森也因此项重大贡献而荣获 1973 年诺贝尔物理学奖。在约瑟夫森探讨库珀电子对穿过绝缘层问题而发现的几种新现象中最重要的是“交流约瑟夫森效应”。此种效应是说如果绝缘隙两边的超导体有直流电位差 V，则库珀电子对穿过绝缘隙时会因两边的能量差 2eV 而放出光子。这一现象与原子中的电子能级跳变时放出光子相似。按照普朗克公式，我们有

$$2\mathrm{eV} = hf \tag{7}$$

或者为

$$V = \frac{h}{2e} f \tag{8}$$

(8)式说明，绝缘隙两边超导体的电位差 V 与相应的电磁辐射频率成正比，两者的比例系数是一个基本物理常数 $\frac{h}{2e}$ (这个常数称为磁通量子)。这样，我们在原则上就有可能利用交流约瑟夫森效应建立一种准确性与频率标准相近的量子电压标准。20 世纪 60 年代，经典的电压标准的准确度只有 10^{-7} 量级，而频率标准已经达到 10^{-13} 量级。也就是说，约瑟夫森量子电压标准的准确度可以比原来的经典电压标准一下提高 6 个数量级。这一设想不久在实验中实现，约瑟夫森也因此项成果得到 1973 年的诺贝尔物理学奖。

1980 年，德国科学家冯 · 克里青又发现了另一种与电磁计量标准密切相关的新物理现象“量子化霍尔效应”。

当时，半导体界面上的电子层的性质是研究热点。这层电子不能离开半导体界面，但在界面上的二维空间中可以自由运动，所以被称为“二维电子气”。当外界加一个垂直于界面的强磁场时，二维电子气中的电子形成的电流就会产生霍尔电压。另一方面，强磁场中的电子会在界面上进行圆周运动，相应的运动能级称为“朗道能级”。冯 · 克里青发现，二维电子气中的电子在充满了某一个朗道能级时，霍尔电压的曲线上会出现平台。霍尔电压与磁场强度之间的曲线不再是直线而成为出现一系列台阶的曲线。与此同时，电流方向的电压降变为 0，成为这一方向的超电流，如图 4，5 所示。台阶处的霍尔电阻(即霍尔电压除以电流)则成为

$$R_{\mathrm{H}} = \frac{V_{\mathrm{H}}}{I} = \frac{h}{e^2 i} \quad i = 1, 2, 3 \cdots \tag{9}$$

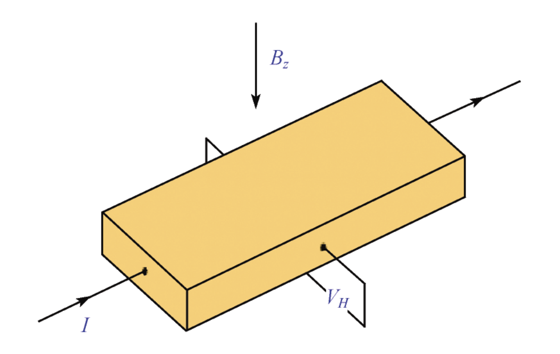


图 4　强磁场中的霍尔效应

这一系列的新现象就称为“量子化霍尔效应”。

(9) 式表示，出现量子化霍尔效应时，霍尔电阻只取决于一个基本物理常数 $\frac{h}{e^2}$

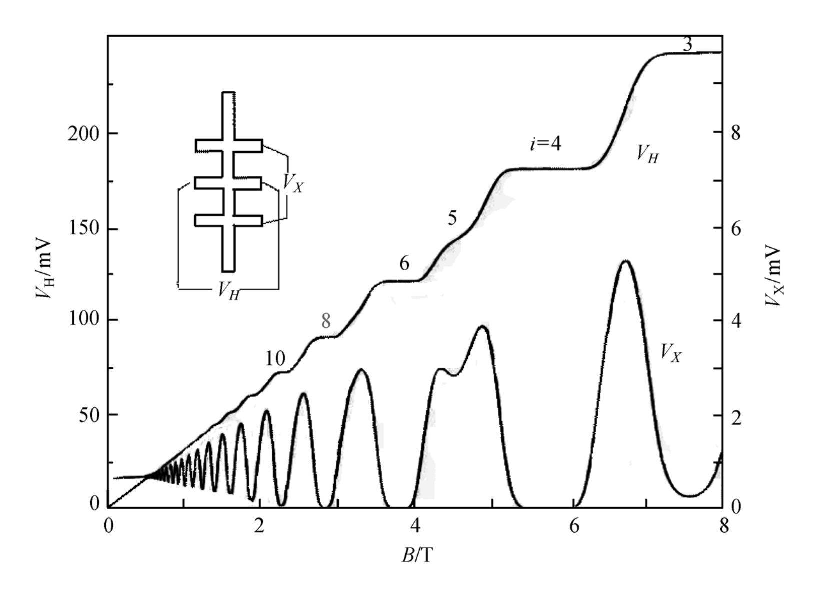


图 5　量子化霍尔效应

除以一个正整数,因此也可以利用量子化霍尔效应建立一种准确性极高的量子电阻标准。实验证实，这种量子电阻标准的准确度可以达到 10^{-10} 量级，比原来的经典电阻标准提高 3 个数量级。冯 · 克里青因该项成果荣获 1985 年的诺贝尔物理学奖。

约瑟夫森效应和量子化霍尔效应的发现使得电学计量标准的准确度有了跳跃式的改进，因此国际计量委员会建议从 1990 年 1 月 1 日起在世界范围内启用约瑟夫森量子电压标准和量子化霍尔电阻标准,电学计量从此也进入了量子计量的新阶段。

量子计量标准不仅是准确度的大幅度提高,更重要的是在概念上有了进一步的飞跃。例如对于前面所述的“瓦特天平法”，从量子计量标准的角度就会有全新的看法。假定我们启用由(8)和(9)式给出的量子电压和电阻标准，并用新标准来表示“瓦特天平法”中涉及的电压和电阻量，就有

$$V = a \cdot \frac{2e}{h} f \tag{10}$$

$$R = b \cdot \frac{h}{e^2} \tag{11}$$

其中的 a 和 b 为用与量子标准相应的单位表示时 V 和 R 的数值。把(10)和(11)式代入“瓦特天平法”的基本方程(6)式，可得

$$mgv_z = \frac{a^2 f^2}{4b} h \tag{12}$$

或

$$m=\left(\frac{a^2f^2}{4bgv_z}\right)\cdot h \tag{13}$$

注意(13)式右边括号中的各量均可精确测定，因此“瓦特天平法”的基本方程式在用量子标准表示时给出了一个质量 m 与普朗克常数 h 之间的关系式。也就是给出了一种用“瓦特天平法”建立量子质量标准的途径。这一新进展得益于电学量子计量标准的新进展，也是“瓦特天平法”的提出者未曾预料到的。目前已经有英国、美国、瑞士、法国的国家计量院和国际计量局采用“瓦特天平法”来建立量子质量标准。

“瓦特天平法”原理十分巧妙。但是随着研究工作的深入，此种方法的缺点也逐步暴露出来。从(3)式导出(4)式的过程中假定了线圈在移动时速度向量只有 z 方向的分量 v_z 。如果速度向量也有 x 或 y 量方向的分量，线圈中感应电动势(4)式右面就会出现复杂的附加项：

$$\Delta\varepsilon=v_x\oint(B_z\mathrm{d}y-B_y\mathrm{d}z)-v_y\oint(B_z\mathrm{d}x-B_x\mathrm{d}z) \tag{14}$$

这样的附加项混杂在线圈感应电动势中很难分离开来，就会造成感应电动势的测量误差。事实上，如像图 3 那样把线圈挂在天平一端而用天平横梁的摆动来使线圈上下运动的话，线圈在运动时必然会发生左右摆动而造成速度向量在 x 或 y 量方向的分量，引起测量误差。为此英国、美国、瑞士、法国、国际计量局等都对原始方案提出了自己的改进方法。

英国的方法是把天平支架做成横向可动，随着天平横梁摆动支架也随之移动，使线圈的横向移动得到补偿，天平装置的照片见图 6。

美国则用一个圆盘代替天平横梁，圆盘转动时就使线圈上下运动，如图 7 所示。由于圆盘的半径不变，转动时线圈就不会发生横向移动。但悬挂线圈的吊带必须十分柔软，不带来附加力矩。

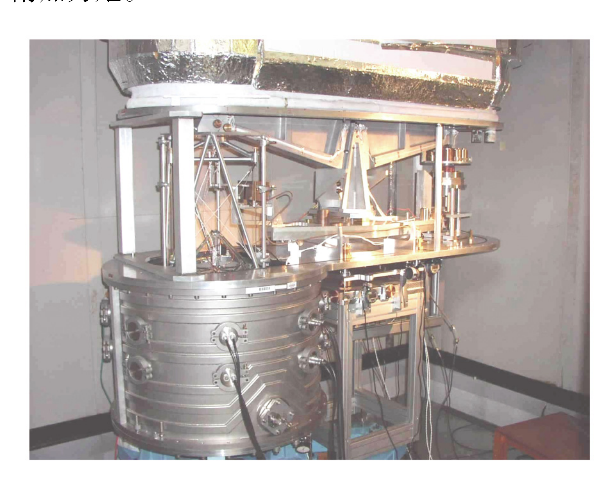


图 6　英国国家计量院(NPL)的瓦特天平装置

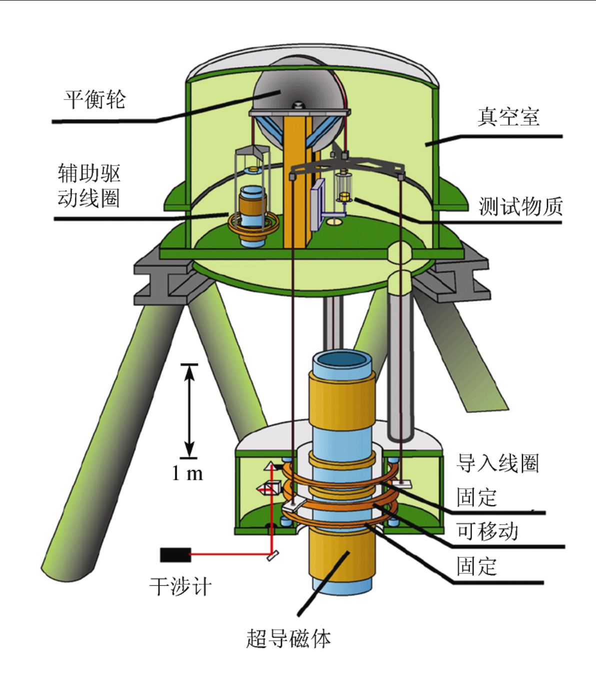


图 7　美国国家计量院(NIST)的瓦特天平装置

瑞士用一个机械装置卡住线圈并带动线圈上下运动，如图 8 所示。由于线圈被卡住，也不会发生横向移动。

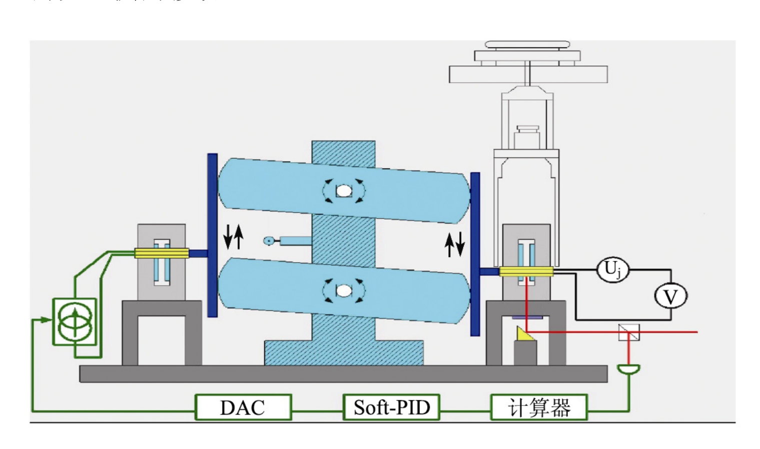


图 8　瑞士国家计量院(METAS)的瓦特天平装置

法国则是把天平及支架整体上下运动，天平横梁则不摆动，以避免线圈的横向移动。驱动天平及支架上下运动的机构如图 9 所示。

图 10 是国际计量局瓦特天平装置。此装置用了三个互成 120°的天平横梁协同操作，使线圈上下运动。由于三个横梁互相牵制，也可避免线圈在上下运动的过程

中发生横向移动。

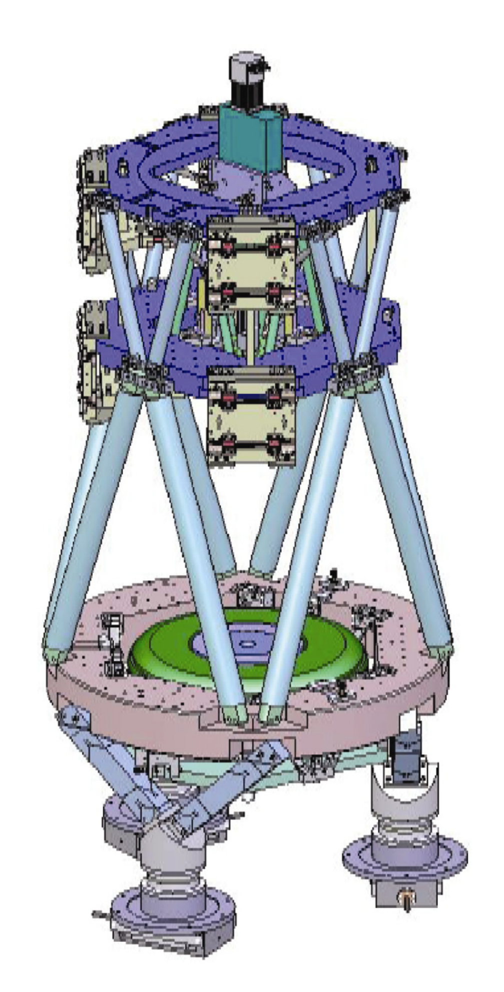


图 9　法国国家计量院(LNE)的瓦特天平驱动装置

由上所述可以看到，各国的瓦特天平方案各出奇招，尽量避免线圈在上下运动的过程中发生横向移动，使得由(14)式所示的附加杂散感应电动势变小。但目前只有美国和英国发表了明确的实验结果。美国实验结果的不确定度为 4×10^{-8}，英国实验结果的不确定度为 7×10^{-8}。可惜两者结果的差别竟然达到 3×10^{-7}，也就是说两个结果在各自宣称的不确定度范围内是不一致的。前面已经提到过，要用量子质量标准替代铂铱合金千克砝码原器，实验的不确定度至少要达到 2×10^{-8}。由于量子质量标准意义重大，国际计量委员会已明确号召各国的计量科学家用各种各样的方案来攻克量子质量基准这一难关。但看起来要得到具有实用意义的成果尚需时日。

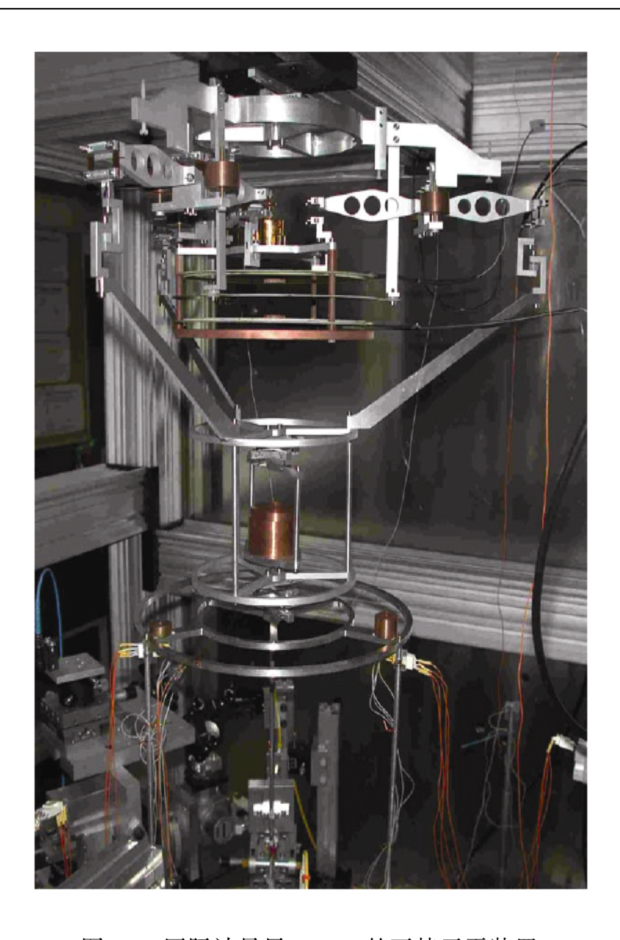


图 10　国际计量局(BIPM)的瓦特天平装置

参 考 文 献

[1]　邱光明. 中国古代计量史图鉴. 合肥：合肥工业大学出版社, 2005: 45.
[2]　K Fuji, et al. IEEE Trans. & Meas., 2005, 56: 854.
[3]　I A Robinson, B P Kibble. IEEE Trans. & Meas., 1997, 46: 596.

撰稿人：张钟华
中国计量科学研究院

光钟——用光波定义“秒”

Optical Clock: the Definition of Second Based on Optical Frequency Standard

我们的生活和人类文明的发展离不开钟，它会准确地告诉我们一个“滴答”有多长时间和多少个“滴答”已经过去了，很难想象在文明社会中，如果没有钟，我们的生活将会怎样？由于时间/频率标准的研究在人类文明发展和科学探索中有着举足轻重的地位，从 20 世纪 40 年代以来，有近十次诺贝尔奖颁发给了那些对时间/频率标准研究做出重要贡献的科学家。最近，霍尔(John L. Hall)和亨施(Theodor W. Hänsch)由于他们在精密激光光谱研究和光学频率梳技术方面的重要贡献而获得了 2005 年的诺贝尔物理学奖，他们的工作为实现光钟奠定了基础。

在人类文明历史发展中，时间往往只是同地球的自转联系在一起,但是在很长的一个时期，没有一个明确的时间定义，直到 1928 年，国际天文学协会(the International Astronomical Union)推荐由天文年鉴来确定时间，称为“世界时”，而对于时间的基本单位“秒”的国际定义当时还没有。到了 20 世纪 50 年代，1 秒才被定义为 1 个平均太阳日的 1/86 400。然而，由于太阳日在一年中并非完全相同，所以在 1956 年又修改了“秒”的定义：“秒”是 1900 年 1 月 1 日历书 12 时开始地球公转一周时间的 1/31 556 925.9747。该定义于 1960 年的第 11 届国际计量大会(The General Conference on Weights and Measure, CGPM)上获批准通过。

得益于原子物理的发展，早在 20 世纪 40 年代科学家们已经认识到那些未受干扰的原子的量子能级跃迁可以提供近乎完美和普适的时间标准，其非常尖锐的共振跃迁可以用作为频率参考基准，用该方法建立的“秒”定义有很高的精度。经过多年努力，“秒”终于脱离了地球物理学的范畴，在 1967 年召开的第 13 届国际计量大会上，第一次由原子时间来定义“秒”，即铯原子 133 同位素基态的两个超精细能级之间跃迁所对应的辐射周期的 9 192 631 770 倍的时间，这为“秒”的定义迈出了重要一步。

基于原子跃迁的时间/频率标准的稳定度和精度与下式有关：

$$\sigma(\tau) \sim \frac{\Delta\nu}{\nu_0\sqrt{N}}\frac{1}{\sqrt{\tau}}$$

其中，$\Delta\nu$ 和 ν_0 分别是原子跃迁谱线的线宽和中心频率。N 是与电磁场相互作用的原子个数，τ 是测量时间。由于光学频率($\nu_0 \approx 10^{14}$~10^{15} Hz)比微波频率(ν_0~10^{10} Hz)

高出4~5个数量级, 因此根据该公式可知, 在相同跃迁谱线线宽的条件下, 光学频率标准的精度和稳定度要比微波频率标准好得多, 而铯原子钟是工作在微波频率波段, 因此将原子钟的工作频率从微波频率提高到光学频率, 将会提高原子钟的精度。科学家们已在光学频率波段发现有些原子跃迁的线宽非常窄, 可以达到亚赫兹、甚至毫赫兹量级。因此可以预期光钟的精度将大大优于微波钟, 它可达到 10^{-17}~10^{-18}, 所以科学家们一直期盼着建成光钟。

有了如此高精度的时间频率标准, 将会进一步改进 SI 国际单位制体系；科学家们可以在更高的精度上测量物理常数、探索物理常数是否随时间而发生变化和高精度地验证基本物理理论；可以预期光钟在卫星通讯和全球定位系统中将有着广泛的应用前景。

在过去的几年中, 世界上许多计量实验室开展了多种原子光钟的研究, 并利用光梳技术对几种原子的光钟跃迁频率进行了精确测量。值得注意的是, 在2006年召开的国际计量委员会(CIPM)上, 第一次确定了四个原子或者离子(Hg^+, Sr^+, Yb^+和Sr)的光学跃迁频率作为国际单位制“秒”定义的二级标准, 它意味着光钟有很好的发展前景。

1. 光钟的工作原理与结构

所谓光钟, 就是利用原子在光学波段的跃迁来定义时间/频率标准, 同所有的钟一样, 光钟也有两个基本组成部分：振荡器和计数器。如图 1 所示, 机械钟的振荡器可以是钟摆或游丝, 然后通过齿轮带动指针显示时间, 电子钟的振荡器是一个频率稳定的电子信号发生器, 如石英晶体振荡器, 然后通过电子分频器, 由数字计数器显示时间。

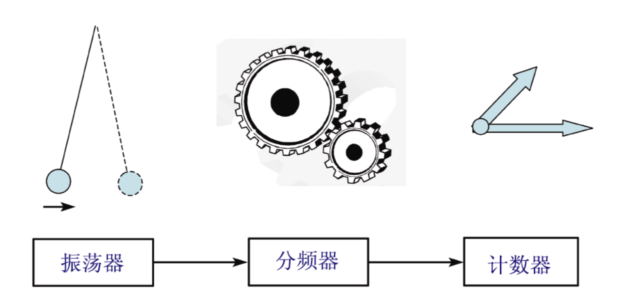


图 1　钟的主要部件, 它由振荡器, 分频器, 计数器等组成

图 2 是光钟的工作原理图, 在光钟中, 可调谐稳频激光器输出的激光线宽在赫兹或亚赫兹量级, 如果将其输出频率 ν 精确地在原子的钟跃迁频率附近调谐, 并探测原子对激光束的吸收或原子发出的荧光强度, 当激光频率调谐到原子钟跃迁的中心频率 ν_0 时, 吸收或荧光强度为极大值。然后通过伺服控制系统, 控制激光的频

率 ν, 使 $\nu=\nu_0$, 即得到一个受原子跃迁校准的振荡器。由于目前还无法直接对光波频率进行计数, 所以还必须将光学频率 ν_0 精确地分频到微波波段进行计数。在分频过程中不能破坏光波频率的精度和稳定性, 要使微波频率与光波频率保持同样的精度和稳定性。

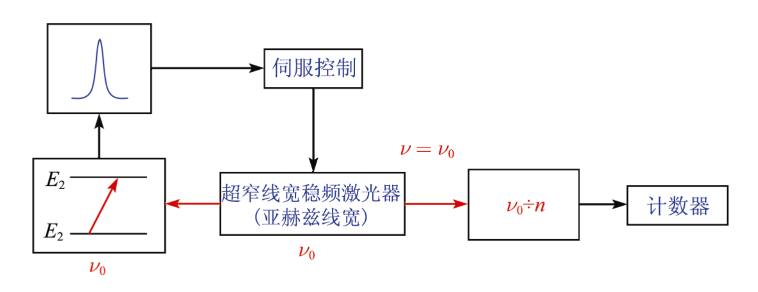


图 2　光钟原理图

激光频率 ν 锁定在原子跃迁频率 ν_0 上, 然后被精确地分频到微波波段进行计数

由于原子的运动会产生多普勒频移, 原子的相互碰撞, 周围环境的背景辐射和电磁场影响, 原子的跃迁频率会发生频率移动和谱线展宽, 因而影响了光钟的精度, 所以不仅要选择合适的原子或离子, 还要使原子或离子有很小的运动速度并相互隔离起来, 不受碰撞及外界环境的干扰, 目前采用的方法是利用光场干涉形成的势阱即光晶格来囚禁冷原子或者用离子阱来囚禁离子, 如图 3 所示。原子在光晶格中移动的范围小于光波长, 有效地降低了多普勒频移。但是原子钟跃迁能级在光晶格的光场中也会发生频率移动, 从而也影响了光钟的精度, 因此必须选用合适波长的激光来构成光晶格, 有人称它为“魔术”波长, 它的作用是使原子钟跃迁的基态和激发态的交流 Stark 频移相同, 最终使钟跃迁频率保持精确不变。理论计算表明, 使用“魔术”波长来构成光晶格光钟, 它的频移可以减小到 10^{-17}~10^{-18}。目前, 除了用原子和离子研制光钟外, 科学家们还在研究如何建立分子光钟。

有了适合研制原子光钟的跃迁能级, 下一步是要探测原子非常窄的跃迁谱线, 为此需要一个超窄线宽的超稳激光源, 其线宽在赫兹或亚赫兹量级。压缩激光线宽是通过伺服系统将激光频率锁定到高精细度光学谐振腔的共振频率上, 高精细度光学谐振腔共振线宽非常窄, 同时它还放置在温度极其稳定、噪声和振动极小的环境下, 以保证光学谐振腔的共振频率非常稳定, 所以锁定在高精细度光学谐振腔上的激光线宽也会非常窄。

有了超窄线宽的激光源, 需要将激光传送至冷原子系统, 探测超窄的跃迁谱线, 最方便的办法就是光纤传输。然而, 当光在光纤中传输时, 环境噪声会引起光纤长度和折射率的变化, 使得光纤输出端的光场受到一个随机的位相调制, 从而导致激光谱线宽度的增宽。为了解决这一问题, 科学家们研究了消除光纤传输相位噪声

的有效办法。目前所采用的技术已经可以将这些光纤相位噪声引起的额外线宽压缩到毫赫兹量级，它足以用来传输光钟装置中的超窄线宽稳频激光。

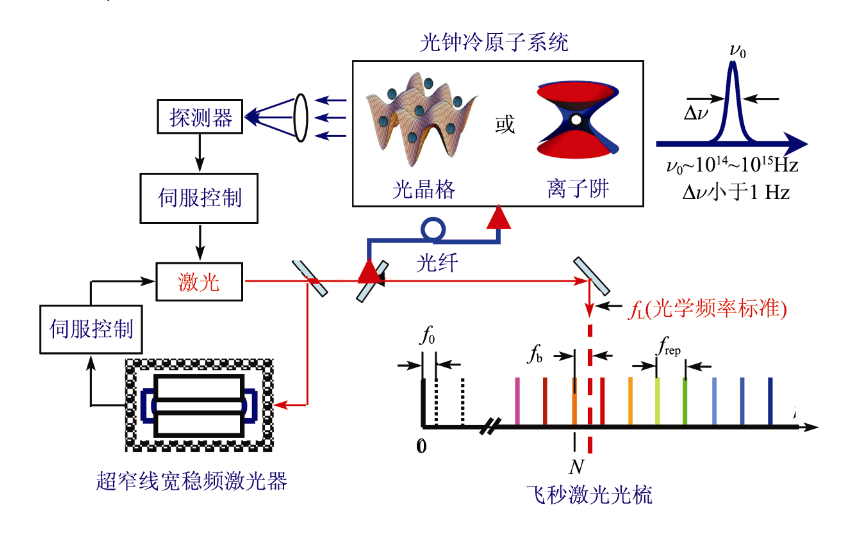


图 3　光钟结构图

激光频率锁定在高度隔离的光学谐振腔上，实现激光线宽的压窄，然后将其频率锁定在原子跃迁的中心频率处。通过飞秒激光频率梳，将该稳频激光的频率稳定度和精确度传递到其他光波或者微波波段

当窄线宽激光与原子的钟跃迁能级共振时，用伺服系统将它的频率锁定在原子的钟跃迁频率上，使得该激光的频率既精确又稳定，此时，激光就可作为光钟中的振荡器。

一个高精度单一频率激光的应用范围有很大的局限性，而且目前还无法直接对光学频率进行计数，因此需要将这个单一频率激光的相干性、稳定性和精确度传递到其他光波段和可计数的微波波段，这样才有可能研制成光钟，所以需要一个精度非常高的“光学齿轮”，1999年飞秒激光频率梳的开创性的研究为光钟提供了一个非常理想的“光学齿轮”，它可以精确地将光频的精度传递到微波波段，从而实现记录和显示。

飞秒激光频率梳的基本原理如图 4 所示。当图 4(a)中只有一个单脉冲，它的频谱是一个连续谱带，如图 4(b) 所示，谱带宽度与脉冲宽度成反比，但是当它是一个高重复频率的脉冲系列，如图 4(b), (c) 所示，它的频谱是由大量频率间隔相等的谱线组成而不是一个连续谱带，谱线的频率间隔等于光脉冲的重复频率 f_{rep}，由于产生光脉冲激光器元件的色散原因，频谱的起始点不在频率轴的零点，如图 4(c) 所示,它有一个频率偏移 f_0，有时称 f_0 为光梳的零频，微波锁相技术可以精密控制 f_0 和 f_{rep}，因此频谱中的每一根谱线都有精确的频率值，它可表示为 $f(N) = f_0 +$

$N\ f_{rep}$，其中 N 是一个整数。此时，飞秒激光频率梳就如同一把有刻度的光学频率尺，只要将被测量的激光与光梳进行比较，就可以高精度地测量激光频率，同时，它还是一个理想的“光学齿轮”。

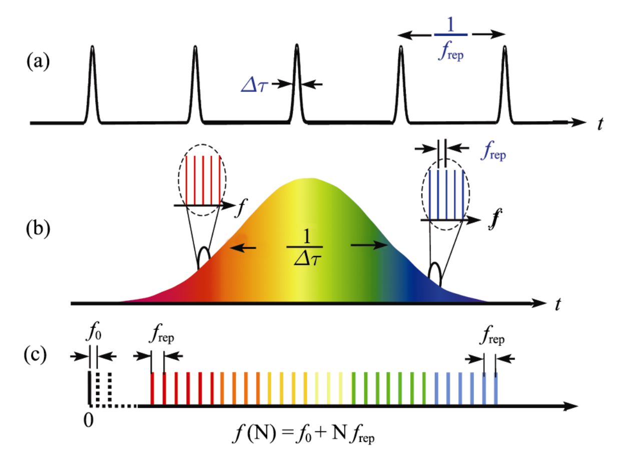


图 4　飞秒激光频率梳的基本原理

为了使等于光钟跃迁频率激光的相干性、频率的稳定性和精确度传递到其他光波段和可计数的微波波段，将由原子光钟跃迁频率控制的激光(其频率为 $f_L = \nu_0$)与光梳中频率接近的一个光谱成分 f_N 进行拍频，如图 3 所示，得到的拍频频率为 $f_b = f_L - f_N = f_L - Nf_{rep} - f_0$，微波锁相技术可以严格控制拍频频率 f_b 和光梳的零频 f_0，此时光梳的重复频率 $f_{rep} = (f_L - f_b - f_0)/N$，其中 N 是一个整数，在 10^4~10^5 范围，f_L 是光学频率，在 10^{14}~10^{15} Hz 范围，f_b 和 f_0 远小于 f_L，在 10^7~10^9 Hz 范围并有非常高的控制精度，所以 f_{rep} 的稳定度和精确度主要由激光频率 f_L 决定，从而实现了光学频率向微波频率的精确传递，起到了“光学齿轮”的作用。

飞秒激光频率梳(简称为光梳)的发明，标志着科学家从只能分别在时间域或频率域对光场实现精密控制到能同时在时间域和频率域对光场实现精密控制，使科学家许多长期的梦想变成了可实现的计划，如光钟、光学频率合成、光脉冲合成、光学频率的精密测量、物理常数的精密测量和探索某些物理常数是否随时间变化等问题，长期以来没有一个可实行的方案，光梳的发明为上述问题提供了关键技术和手段。

光梳在光钟中不仅起到了“光学齿轮”的作用，它又是光钟的输出端，从图 3 和图 4 可以知道，光钟是一个由原子或分子的两个特定能级跃迁频率精密控制的飞秒激光光梳，光脉冲的重复频率有很高的精度，光脉冲间隔或重复频率可作为时间标准，由于光梳的每一个频谱成分都有准确的频率，因此它也可以在不同的光波段作为长度标准，因为目前“米”的定义：米是光在真空中于 (1/299 792 458) 秒时间间

隔内所经路径的长度。根据公式 $c = \lambda \times f$, 当激光的频率精确确定后, 它的波长就可以作为长度基准, 所以一旦光钟研制成功, 长度和时间的基准将来自于同一个源。

2. 连接光钟, 为建立“秒”的新定义作准备

自从光梳发明之后, 2001 年, 科学家们用原子和飞秒激光频率梳完成了第一个“光钟”试验。在光钟中, 飞秒光梳锁定在光学频率标准上, 而不是微波标准上, 使飞秒光梳具有光学频率标准的稳定度和精确度。那时, 美国国家标准与技术研究所(NIST), 用飞秒激光频率梳对冷 Ca 原子光钟和 Hg^+离子光钟的频率进行了比对研究, 结果显示, 它们相对频率的不稳定度小于 1×10^{-15}(几百秒积分时间), 但是还没有达到 1×10^{-17} 。

为了验证这次比对的结果并非受到飞秒光梳本身不确定度的限制, 2003 年由三个不同实验室(美国国家标准与技术研究所、设在法国的国际计量局和中国的华东师范大学)研制的四台不同的光梳(含两种不同类型)在美国 NIST 进行了比对研究。结果表明, 当光梳授控于光学频率标准时, 光梳频率的一致性可达到 10^{-19} 水平, 光梳作为“光学齿轮”是可以满足光钟研究的需要。

采用光梳, 美国、英国、法国、德国、加拿大和日本等国家的科学家先后测量了许多光钟跃迁频率, 测量精度已达到~10^{-15}, 主要受到了铯原子微波钟目前精度的限制, 与目前的秒定义(基于铯原子 133 同位素的微波频率跃迁)相比较, 光钟将会有更高的精度。美国科罗拉多大学 JILA 研究所的科学家的最新研究结果表明他们已将光晶格锶原子光钟的不确定度提高到 1×10^{-16}, 美国 NIST 研究所的科学家, 最近又将 Al^+离子和 Hg^+离子光钟频率的比值测量的有效位数提高到 17 位。

为了进一步提高光钟的精度, 还需要在实验和理论方面作进一步努力。如为了进一步减小激光线宽, 需要突破因热噪声限制的激光线宽; 为了进一步提高原子光谱信号的信噪比, 需要突破原子数起伏引起的噪声; 为了克服背景辐射引起的频率漂移, 需要发现合适的跃迁能级和克服频率漂移的新方法等。

一旦光钟研制成功, 科学家们面临的下一个挑战是如何将全球各地的光钟连接起来, 精确地进行频率比对研究, 证明它们能在多高精度内给出同样的时间标准。如何连接这些跨洲的光钟, 有多种方法正在考虑之中, 其中一个办法是用通信光纤系统来传输各地的光钟频率标准。美国 JILA 的综述性文章介绍了一些如何通过光纤系统, 远程传输高精度光学频率标准信号的技术及其结果; 同时, 德国 PTB 和法国 LNE-SYRTE 研究所的科学家们运用消除光纤传输相位噪声技术, 在通信光纤中, 传输波长为 1542 nm 的稳频激光, 他们分别在 86 公里和 211 公里传输距离上进行了光频标准在通信光纤中的精密传输试验, 取得了很好的成果; 美国国家标准与技术研究所(NIST)在 1.5μm 波段将线宽为 1Hz 的光纤激光成功地实现了 251km 的精密光纤传输。科学家期待着有朝一日实现跨洲的光钟比对研究, 为建立

“秒”的新定义提供科学依据，从而实现建立光钟的梦想。

自 50 年前激光发明以来，它为人们提供了非常好的相干光源。现在，我们正处在另一个从梦想成为现实的边缘，那就是用光波来定义“秒”。

参 考 文 献

[1] Hall J L. Defining and measuring optical frequencies, Rev. Mod. Phys., 2006, 78: 1279.

[2] Hänsch T W. Passion for precision, Rev. Mod. Phys., 2006, 78: 1297.

[3] Takamoto M, Hong F L, Higashi R et al. An optical lattice clock, Nature, 2005, 435: 321.

[4] Ma L S, Jungner P, Ye J and Hall J L. Delivering the same optical frequency at two places: accurate cancellation of phase noise introduced by optical fiber or other time-varying path. Opt. Lett., 1994, 19: 1777.

[5] Diddams S A, Udem Th, Bergquist J C et al. An optical clock based on a single trapped Hg+ ion. Science, 2001, 293: 825.

[6] Ma L S, Bi Z Y, Bartels A et al. Optical frequency synthesis and comparison with uncertainty at the 10^{-19} level. Science, 2004, 303: 1843.

[7] Coddington I, Swann W C, Lorini L et al. Coherent optical link over 100s of meters and 100s of terahertz with sub-femtosecond timing jitter. Nature Photon, 2007, 1: 283.

[8] Schibli T R, Hartl L, Yost D C. et al. Optical frequency comb with submilihertz linewidth and more than 10 W average power. Nature Photonics, 2008, 2: 355.

[9] Young B C, Cruz F C, Itano W M. et al. Visible lasers with sub-hertz line widths. Phys. Rev. Lett., 1999, 82: 3799.

[10] Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V et al. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. Appl. Phy. B, 1983, 31: 97.

[11] Rosenband T, Hume D B, Schmidt P O, et al. Frequency ratio of Al^+ and Hg^+ single-ion optical clocks; Metrology at 17th decimal place. Science, 2008, 319: 1808.

[12] Schneider T, Peik E, Tamm C et al. Sub-hertz optical frequency comparisons between two trapped $^{171}Yb^+$ ions. Phys. Rev. Lett., 2005, 94: 230801.

[13] Margolis H S, Barwood G P, Huang G et al. Hertz-level measurement of the optical clock frequency in single $^{88}Sr^+$ ion. Science, 2004, 306: 1355.

[14] Dubé P, Madej A A, Bernard J E et al. Electric quadrupole shift cancellation in single-ion optical frequency standards. Phys. Rev. Lett., 2005, 95: 033001.

[15] Nazarova T, Riehle F, Sterr U et al. Vibration-insensitive reference cavity for an ultranarrow-linewidth laser. Appl. Phys. B, 2006, 83: 531.

[16] Webster S A, Oxborrow M, Gill P. Vibration insensitive optical cavity. Phys. Rev. A, 2007, 75: 011801.

[17] Notcutt M, Ma L S, Ye J and Hall J L. Simple and compact 1-Hz laser system via improved mounting configuration of a reference cavity. Opt. Lett., 2005, 30: 1815.

[18] Boyd M M, Zelevinsky T, Ludlow A D. Optical atomic coherence at the one second time scale. Science, 2006, 314: 1430.

[19] Ludlow A D, Huang X, Notcutt M et al. Compact, thermal-noise-limited optical cavity for

diode laser stabilization at 1×10^{-15}. Opt. Lett., 2007, 32: 641.
[20] Ludlow A D, Zelevinsky T, Campbell G K, et al. Sr laticce clock at 1×10^{-16} fractional uncertainty by remote optical evaluation with a Ca clock. Science, 2008, 319: 1805.
[21] Blatt S, Ludlow A D, Campbell G K, et al. New limits on coupling of fundamental constants to gravity using ^{87}Sr optical lattice clock. Phys. Rev. Lett., 2008, 100: 140801.
[22] Foreman S M, Holman K W, Hudson D D, et al. Remote transfer of ultrastable frequency references via fiber networks. Rev. Sci. Instrum., 2007, 78: 021101.
[23] Grosche G, Lipphardt B, Schnatz H, et al. Transmission of an optical carrier frequency over a telecommunication fiber link. presented on CLEO 2007, Baltimore, MD, USA.
[24] Newbury N R, Williams P A, and Swann W C. Coherent transfer of an optical carrier over 251 km. Opt. Lett., 2007, 32: 3056.
[25] Long-Sheng Ma. Optical atomic clocks: from dream to reality. OPN, 2007, Sept. 43.

撰稿人：马龙生
华东师范大学精密光谱科学与技术国家重点实验室

探寻核子结构

Exploration of the Nucleon Structure

翻开一本中学的物理或是化学教科书,书中都会告诉大家组成物质的基本单元是原子，而原子是由一个致密的原子核和核外的电子构成的，再进一步，原子核是由若干质子和中子组成的,这就是中学的知识所能提供的关于物质结构的最底层的认识了。在大多数非物理专业的人眼中,质子中子电子就是组成物质世界的基石了,但是物理学近一个世纪以来突飞猛进的发展告诉我们，质子和中子(我们把它们统称为核子，核子属于重子，重子是强子的一类)仍然有深层次的结构，不过电子尚未发现有内部结构。这篇短文将向大家展现我们现在对于核子结构的认识。

首先一个问题是如何认识核子的内部结构。早在 1911 年，著名的 α 粒子散射实验就为这类问题提供了解决方案。在那次实验中，用 α 粒子去轰击金箔，发现了很多 α 粒子以大角度被散射开，甚至被弹回。Rutherford 定量分析了实验结果，提出了如下的原子结构图像:原子中央是一个密集的几乎集中了原子全部质量的原子核，核外弥散着电子云。这个实验成为了人类认识物质结构的一座里程碑，从此用各种高能粒子进行散射实验就成为我们认识物质微观结构最重要的方式。例如用高能电子去轰击核子，或是让高能质子对撞，都可以为我们提供极为丰富的关于核子内部的结构信息。

20 世纪二三十年代，令人不可思议的量子力学建立起来了，这为我们了解微观世界提供了强有力的工具。1928 年，Dirac 提出了一个描述电子的相对论性波动方程，即 Dirac 方程。在这个方程中两个神奇的概念自然而然的浮现了出来，一个是反粒子，另一个则是自旋，而自旋原本是在解释光谱实验中被人为加入的。现在我们知道，Dirac 方程的适用范围是自旋 1/2 的点状粒子。电子和核子都是自旋 1/2 的粒子，但是否为点状，即没有内部结构，这得通过我们不断提高分辨率来检验。量子力学里著名的不确定关系告诉我们，要想得到物质结构更深层次的信息，就必须用更高能量的粒子作为“探针”。

20 世纪 50 年代,随着大型加速器的建造和探测技术的发展,人们用 MeV(10^6eV)量级的电子轰击质子，发现质子不是点粒子，而是在半径约为 0.8×10^{-15} m 范围内有着确定电磁分布的物理实体。既然不是点粒子，就不能用点相互作用来描述，人们引入了形状因子来予以描述。20 世纪 60 年代后期用 GeV(10^9eV)量级的高能量电子又轰击质子，即深度非弹性散射实验，发现质子是由类似点粒子的近乎自由的

部分子组成的。差不多同时期，1964 年，Gell-Mann 和 Zweig 分别独立提出了强子的夸克模型。他们设想有三种夸克，按今天的叫法称为 u, d, s 夸克，当时发现的所有强子都可以用这三个夸克的叠加实现。在这个模型中，质子和中子占据八重态中的两个位置，组分分别为 uud 和 udd。

夸克模型在提出时，夸克还只是作为 SU(3)对称性的三维基础表示的基这一数学符号出现的，伴随着这一模型的巨大成功，很多物理学家就从物质结构的角度去理解它。上面提到的那些深度非弹散射实验为这一想法提供了支持，现在大家认为实验中发现的那些带电部分子就是我们所说的夸克。更为精确的图像是核子内部是一大锅粥，除了夸克外，还有胶子，夸克和胶子都在不断地产生和湮没，表现出的净效果是有三个夸克，对质子来说是 uud，对中子来说则是 udd。这三个夸克称为价夸克，其余的称为海夸克，注意这里说的夸克实际上包括反夸克。夸克模型指出了强子结构的对称性，但未深入到相互作用的动力学性质。

为了更精确的描述核子的内部结构，Feynman 提出了一个简洁但却产生重大影响的模型，即部分子模型。在这一模型中，Feynman 引入了一个名为部分子分布函数的量，这个量有着明确的物理意义，是定量描述特定味道的部分子(包括夸克和胶子)携带特定动量的概率。这个量在这里无法用理论计算给出，而要依赖于实验定出，不过从这个量出发，可以把实验上可观测的形状因子表达十分简洁的形式，并导出了著名的 Callan-Gross 关系。这个关系指出了两个形状因子之间的一个简单关系，以前只是被当成实验事实接受，现在却成为部分子模型的一个推论。部分子模型简洁明了，却能提供丰富的信息，为研究强子结构开辟了一条道路，部分子分布函数这一概念被广泛接受，并结合了场论得到进一步发展，衍生出各种各样的分布函数，这也正是现今的主流理论。

1973 年，Gross，Wilczek，Politzer 等在色 SU(3)群定域规范不变性的基础上，建立起了量子色动力学(QCD)。量子色动力学认为，每种味道的夸克都存在三种色荷(与电荷类似)状态，形象地称这三种色为红绿蓝。在夸克之间传递色相互作用的正是上面提到的胶子，与传递电磁相互作用的光子不带电荷不同，胶子本身带有色荷，也要参与色相互作用，其效果表现为反屏蔽作用。定量的计算表明色相互作用的耦合强度在高能情况下会变得很小，用不确定关系翻译一下就是在短距离上色相互作用较弱，夸克近乎处于自由状态，这被称为渐近自由。深度非弹散射实验的重要特点就是大的动量转移，因而发现了点状的近乎自由的夸克。但是长距离也就是低能情况下相互作用强度会变得很大。根据现实经验，低能情况下我们并没有发现自由的夸克，我们所能见到的只是由夸克构成的色中性的强子。基于这一点，人们提出了色禁闭的概念，并期望理论上给出低能极限下耦合强度无穷大的结果。不过理论上还没有最终令人满意的解答，原因在于至今我们只会在相互作用较弱的情况下用所谓微扰展开的办法进行计算，但低能情形下相互作用如此之强以至于微扰计

算的方法已经失效。虽然我们可以看出一些端倪，但还不能下最终的结论。不过量子色动力学经受住了许多实验的检验，确立了其作为描述强相互作用的基本理论的地位。

既然强子是由夸克构成的，人们很自然地去思考如何由组分夸克的性质出发来构造出整个强子的性质，其中如何从夸克的自旋角动量出发得到整个核子的自旋角动量引起了大家很大的兴趣。根据夸克模型，人们自然期望夸克的自旋之和等于质子自旋。然而，20 世纪 80 年代末欧洲核子研究中心(CERN)的欧洲 μ 子合作组(EMC)的一个实验发现在国际物理界引起了轰动。实验是用高能极化 μ 子轰击极化的质子，由此可以探测核子的夸克自旋结构。实验上所发现的是一个与螺旋度(自旋在动量方向的投影)相关的求和规则与早期预言不一致。对数据的分析表明，夸克自旋之和远小于质子自旋，这与夸克模型中质子自旋是由夸克自旋所提供的图像相冲突，导致了所谓的质子自旋“危机”。为此，人们开展了大量的实验和理论研究，试图揭示造成这个“危机”的物理机制。

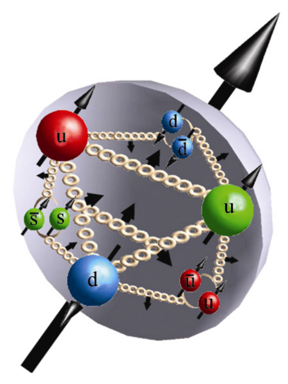


图 1

实验现象是否与夸克模型冲突？这个问题在开始被认为是个非常严峻的问题。但进一步的研究揭示出，考虑夸克横向运动的相对论效应后，所观察的物理量不能被解释成为非相对论夸克模型意义上的夸克自旋。因此，实验现象与夸克模型不存在实质的冲突。在相对论夸克模型的框架下，实验现象与夸克模型的预言基本上大致相符。人们在暂时松了口气的同时也面临了新的问题，那就是如何定量的更精确的描述核子的结构。人们希望从第一性原理，也就是量子色动力学出发，建立一套体系来完整的描述核子的结构。不过，由于前面提到的量子色动力学在低能下的非微扰特性，理论工作进行得异常艰难，离完成整个目标还有很远的路。按照量子色动力学的观点，质子是由夸克和胶子场所描述的，质子的自旋分布在价夸克、海夸克和胶子上，其中自旋和轨道角动量都对整体的自旋有贡献。这涉及物理量定义得基本问题。如何定义夸克的自旋和轨道角动量？如何测量味道相关的夸克自旋？如何定义胶子的自旋和轨道角动量？通过何种物理过程测量这些物理量？这里还有很多值得探讨的地方。接下来的问题才是定量的了解来自不同味道的夸克或胶子，以及来自不同类型角动量的贡献。这个涉及非微扰的问题，人们现在还无法从理论上回答。

尽管如此，理论上还是取得了不小的突破。利用复杂的数学工具，如算符乘积展开(OPE)，人们从量子色动力学出发，引入了一个名为扭度的概念，并按照扭度逐阶展开。这里伴随着因子化的过程，基本思想是把一个无法微扰计算的量拆成若干因子，其中一部分只依赖于高能行为，是可微扰计算的，其余的包括了所有低能信息，仍然是不可微扰计算的。但是重要的是这些非微扰项是“普适”的，是与具

体反应过程无关的，一旦确定，对各种过程都适用。这些非微扰项就包括各种形式的部分子分布函数，此外为了完整的描述整个散射过程，人们还仿照分布函数引入了各种各样的碎裂函数。前者意义仍然是为了描述携带特定动量的某部分子在核子中的分布情况，后者则用来描述散射后部分子碎裂到色中性的强子这一过程。还要说明的是，这里无论分布函数还是碎裂函数都是有严格定义的，而不像当初在原始部分子模型中那样分布函数是人为加入的，另外数量大大增加。理论同样给出了 Callan-Gross 关系，并对该关系有轻微的修正给出了预言，取得了不错的开端。由于分布函数的普适性，我们剩下的任务就是去确定这些分布函数，了解了所有分布函数，就了解了核子结构的全部信息。

近二十年来，虽然实验上能量并没有提高太多，但精度在不断提高，极化实验以及半单举深度非弹散射实验的展开为大家提供了更多核子内部的详细信息。现在人们对非极化和螺旋度分布函数已经有了相当程度的了解，但对于另外一个重要的分布函数——横向分布函数(transversity)还不甚清楚，这与它独特的手征性质有关。不过近年来，实验上已经取得了突破，未来若干年内将有新的更高精度的实验对其进行深入研究，横向分布函数的研究已经成为当前核子结构领域内的一个热点问题。除此之外，其余的几个领头扭度的分布函数也引起大家的极大兴趣。关于碎裂函数的研究也是当前的热点，因为很多分布函数是伴随碎裂函数一同出现的。

这样看来，似乎前途一路平坦，我们离最终目标已经不远了，但仍然存在一些拦路石可能阻碍我们前进。首先这些分布函数是否真的是普适的？这涉及因子化的证明，这个过程仍然有一些问题，特别是考虑到横动量后证明过程复杂异常，甚至难以进行。因此从某种意义上说分布函数的普适性与其说是被证明的，倒不如说是一种假定。再者，这些分布函数和碎裂函数数目庞大，光分布函数在领头扭度就有八个，次领头扭度二十多个，再加上不得不跟它们一起弄明白的碎裂函数，现有实验条件还无法对它们一一进行测量。更令人遗憾的是，这些函数本身尚无法严格计算，主要靠实验给出的参数化。虽然有一些模型尝试给出解析的结果，但模型本身的正确性都要画个问号。不过借助核子结构这个平台，我们可以开展非微扰的相关研究，加深对量子色动力学的理解。当然我们可以怀疑得更大胆些，去质疑这个理论体系，毕竟实验上测得是截面和形状因子，而不是什么分布函数，会不会有更好的理论来描述核子结构呢？看来要想彻底弄清楚核子结构还有很长的路要走，必将有更多的挑战等着大家。

参 考 文 献

[1] M Gell-Mann. A schematic model of Baryons and mesons. Phys. Lett., 1964, 8: 214.
[2] R P Feynman. Photon Hadron Interactions. New York: Benjamin, 1972: 150.
[3] H D Politzer. Asymptotic freedom: an approach to strong interactions. Phys. Rept., 1974, 14:

129.
[4] J Ashman et al [European Muon Collaboration (EMC)]. A measurement of the spin asymmetry and determination of the structure function g(1) in deep inelastic muon-proton scattering. Nucl. Phys. B, 1988, 206: 364.
[5] E Leader and M Anselmino. A crisis in the parton model: where, oh where is the proton'spin? Z. Phys. C, 1988, 41: 239.
[6] R L Jaffe and X D Ji. Chiral-odd parton distributions and Drell-Yan processes. Nucl. Phys. B, 1992, 375: 527.
[7] P J Mulders, R D Tangerman. The complete tree-level result up to order 1/Q for polarized deep-inelastic leptoproduction. Nucl. Phys. B, 1996, 461: 197.
[8] V Barone, A Drago, P G Ratcliffe. Transverse polarisation of quarks in hadrons. Phys. Rept., 2002, 359: 1.

撰稿人：佘　俊　马伯强
北京大学物理学院

原子核是否存在手性

Chiral Symmetry in Atomic Nuclei

手征对称性在自然界中广泛存在，如人类的手，某些化学和药物分子以及海螺壳等都有手征性。原子核中的手征对称性概念于 1997 年提出，随后成为核物理研究之中的热点问题。本文主要根据应《物理》杂志邀请所撰写的《手性原子核》文章，简要介绍原子核中的手征对称性概念，以及根据目前的理论如何判断原子核中的手征对称性破缺，并回顾最新的理论和实验研究进展，对未来理论和实验方面所需解决的问题进行简单展望。

1. 引言

静态手征对称性在自然界中普遍存在,如宏观世界中海螺壳的螺旋性，微观世界中某些分子的手性，日常生活中人的左右手等(如图 1 所示)。



图 1　海螺壳的手征性

几何学中，如果一个图像与其镜像不同，或者如果一个图像不能通过转动和平移操作使其与其镜像重合，则称该图像是手性的(或者说具有手征性)。粒子物理学中，手征性是区分无质量粒子的内禀自旋平行或反平行于其动量的动力学性质。化学中，手性分子及其相关现象的研究及其应用是一个非常活跃的领域，涉及无机化学、有机化学、物理化学、生物化学和超分子化学等各个学科。许多生物活性分子都是手性的，包括自然界中的各种氨基酸(蛋白质的基本结构单元)和糖分子等。

药物中常常含有手性分子，这些手性分子两种镜像形态对人体作用的差别可能是生与死之间的关系。例如，20 世纪 60 年代就曾因此造成过酞胺哌啶酮(一种镇静剂，孕妇服用可能生出畸形儿，已被禁用)灾难。因此，能够单独地获得手性分子的两种不同镜像形态极为重要。为此，William S. Knowles，RyojiNoyori(野依良治)，和 K. Barry Sharpless 由于在手性药物分子方面的贡献而获得 2001 年度的诺贝尔化学奖。他们的重要贡献在于开发出催化重要反应的分子，保证只获得手性分子的一种手性形态。分子手性也是一种自发破缺的对称性。严格的本征态是两种对映结构体的线性组合。然而，两种对映结构体之间的隧穿几率通常如此之小，以致

一旦反应中形成一个左手性分子，这个分子就一直保持左手性。对于那些自然界选择了左手形态的复杂的生物分子(如 DNA 螺旋)，它的隧穿时间超过宇宙的年龄。

原子核物理中，原子核的手性于 1997 年最先在理论上提出。它的发现得益于原子核特殊的形变，以及原子核由中子和质子两种粒子所组成这一事实。首先，如图 2 所示，原子核除了球形之外，还可以表现出长椭、扁椭球以及三轴椭球(类似于一个土豆的形状)等多种形状。在利用具有三轴形变的核芯与质子和中子耦合的粒子转子模型研究奇奇核的转动谱时，Frauendorf 与孟杰发现具有三轴形变的奇奇核的转动谱在一定自旋范围内出现近简并现象。经过认真系统的分析，他们提出原子核存在手性是导致这一现象的原因，即在有稳定三轴形变的原子核中，如果有少数几个处于高 j 轨道的价粒子和高 j 轨道的价空穴，价粒子和价空穴的角动量将分别沿原子核质量分布的短轴和长轴方向，而其余核子组成的原子核核芯的最大转动惯量则对应于中间轴——从而使得核芯的转动倾向于介于原子核短轴和长轴之间的中间轴方向。因而粒子、空穴和集体转动的角动量相互垂直，与它们合成的总角动量形成左手征或右手征体系。这两种可能的状态通过手征算符——时间反演和 180°转动两种变换的组合($\chi = TR(\pi)$)相互转换。当角动量在三个主轴方向都有分量时，手征对称性被破坏，导致出现由两种相反手征性叠加得到的双重带，即所谓的手征双重带。它们之间的能级劈裂大小，反映了手征对称性破坏的程度。

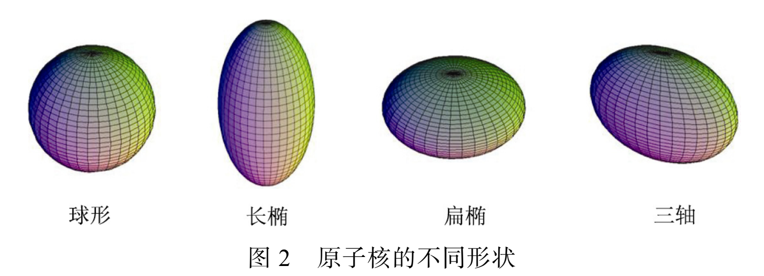


图 2 原子核的不同形状

2. 原子核手性的实验信号

继原子核手性被预言之后，世界范围内的许多大型实验室都致力于原子核手性的实验研究。图 3 给出了正在进行原子核手性研究主要研究小组在世界上的分布。

理论预言的原子核手性基于高 j 轨道上的一个质子(或中子)，高 j 轨道上的一个中子(或质子)空穴与剩余核子所组成的三轴形变集体转子的耦合。在实验上如何判断一个原子核是否存在手性呢？基于理论提出原子核手性概念，人们提出了一系列判断原子核手性的实验信号。

其中，最重要的信号就是在实验上观测到宇称相同、在一定自旋范围内近简并的两条 I=1 的转动带。相应地，这对转动伙伴带的能量震荡参数 $S(I)=[E(I)-E(I-1)]/2I$ 随自旋应该平稳变化，从能量提取的自旋顺排也应该接近。

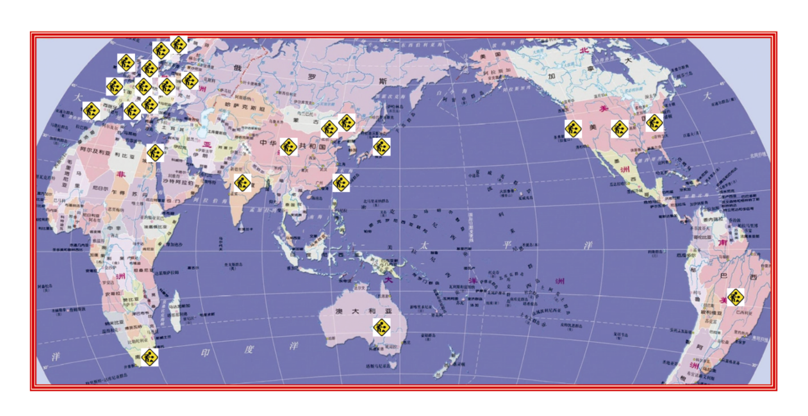


图 3　世界上正在进行原子核手性研究的主要研究小组分布情况

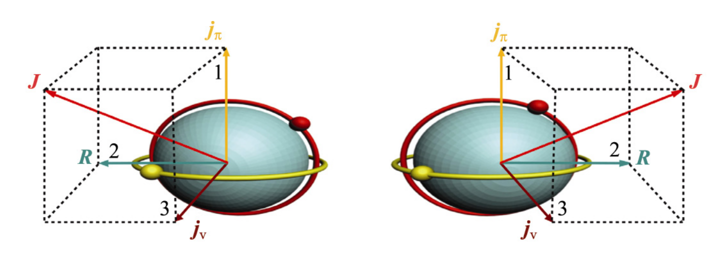


图 4　示意图：原子核手性的物理机制

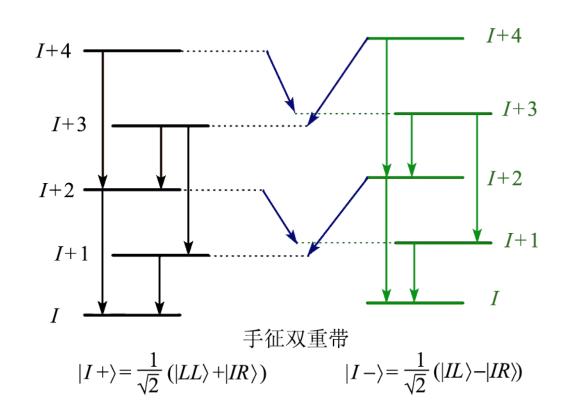


图 5　原子核手性的能谱实验信号：实验上观测到宇称相同、在一定自旋范围内近简并的两条 I=1 的转动带

基于相同的理论模型，同样可以对电磁跃迁性质给出一个实验信号：即观测到手征伙伴带之间有相似的磁偶极跃迁 $B(M_1)$和电四极跃迁 $B(E_2)$强度，且磁偶极与电四极跃迁概率的比值 $B(M_1)/B(E_2)$会随自旋有一个振荡，以及被抑制的带间电四极跃迁 $B(E_2, I\rightarrow I-2)$。

应该指出的是实验信号基于高 j 轨道上的一个质子(或中子)，高 j 轨道上的一个中子(或质子)空穴与剩余核子所组成的三轴形变集体转子的耦合。这样的条件对原子核这样一个有限多体量子系统来说是相当苛刻的。

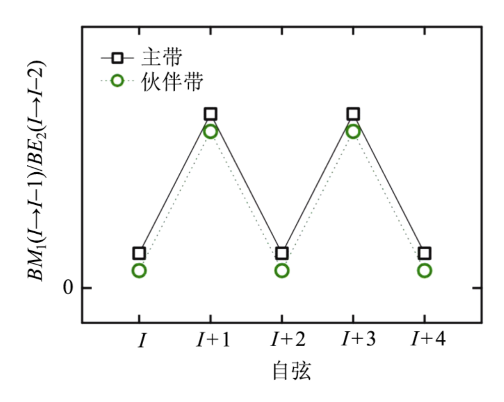


图 6 原子核手性的电磁跃迁实验信号：伙伴带之间有相似的磁偶极跃迁 $B(M_1)$ 和电四极跃迁 $B(E_2)$强度，且磁偶极与电四极跃迁概率的比值 $B(M_1)/B(E_2)$随自旋振荡

3. 原子核手性的实验研究进展

自从 1997 年理论预言开始，原子核中的手性的实验验证引起了广泛的关注。这种效应可以期望在有稳定三轴形变的原子核中发生。如果稳定三轴形变的原子核中有少数几个高 j 价粒子和高 j 价空穴，粒子、空穴和集体的角动量矢量可以形成左手征或右手征体系。从而可以给出一对转动带，即所谓的手征双重带。

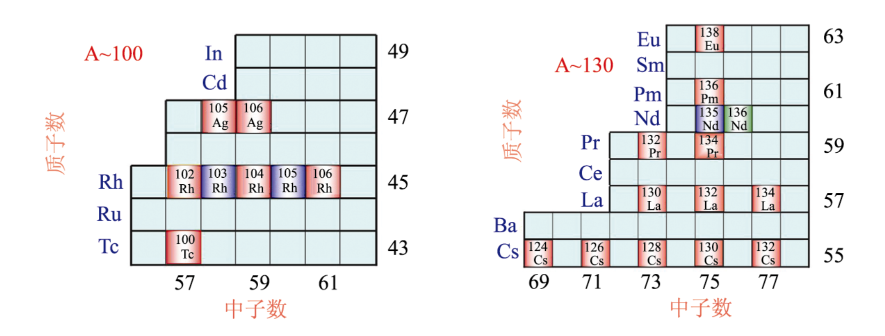


图 7 实验上在 A ~100 和 130 质量区的奇奇核、奇 A 核和偶偶核观测到手征双重带

在最初的理论预言文献[1]中，将 ^{134}Pr (N=75)中观测到的一对 I=1 的转动带[2]建议为候选的手征双重带。2001 年，来自美国和欧洲的科学家报道了在 N=75 的奇 Z 同中子素 ^{130}Cs, ^{132}La, ^{134}Pr, ^{136}Pm 中观测到的一系列手征双重带[3]。随后，在 A ~100 和 130 质量区的奇奇核、奇 A 核和偶偶核中，都观测到了手征双重带，例

如，文献[3]~[7]，图 5 给出了 A ~100 和 130 质量区的观测到了手征双重带的原子核。

为了证实原子核手性的存在，除了存在近简并的转动带之外，观测其他物理量并与模型预言比较也很必要。为此，在 2006 年，意大利等国的科学家首先在实验上观测 ^{134}Pr 的电磁跃迁概率[8]，并对它进行了认真分析后声称 ^{134}Pr 中的手征候选带并不符合手征带所期待的电磁跃迁特征[9]。虽然 ^{134}Pr 中的手征候选带的双带之间能量差别极小，而且正如前面提到，目前判断原子核手性的实验信号基本上基于高 j 轨道上的一个质子(中子)，高 j 轨道上的一个中子(质子)空穴与剩余核子所组成的三轴形变集体转子的耦合所得到的结果。但是，^{134}Pr 的电磁跃迁概率的实验观测结果，还是给实验上能否找到手征双重带蒙上一层阴影。同时，也刺激了许多有关手征候选带的实验计划。

继 ^{134}Pr 的电磁跃迁实验之后不久，波兰等国的科学家利用多普勒频移(Doppler-shift)方法对 ^{128}Cs 的手征候选带进行了寿命测量，结果发现 ^{128}Cs 中手征候选带的电磁跃迁性质完全符合手征带所期待的特征，从而被认为是目前揭示手征对称性破缺现象的最好例子[10]。这一结果不仅再次肯定原子核手性的存在，而且极大地鼓舞科学家们进行手征候选带的寿命测量[11, 12]。

应该指出的是，中国科学家在实验验证原子核手性方面，也做了很多工作[13~16]。

4. 原子核手性的理论研究进展

在理论研究方面，手征双重带的最初提出，源于对基于平均场近似的倾斜轴(偏离原子核密度分布的惯性主轴)推转近似的研究。出于对检验倾斜轴推转近似的需要，推动了完全量子化的粒子转子模型的发展和建立，进而由完全量子化的粒子转子模型，给出了由于原子核手征对称性破缺而产生的手征双重带[1]。

手征对称性破缺是由于原子核总的转动轴位于任何一个密度分布的惯性主平面之外。对于原子核绕倾斜轴转动的半经典平均场描述可以追溯到 20 世纪 80 年代[17]。其半经典平均场近似的有效性在文献[18]中有详细的讨论和检验。

完全量子化的粒子转子模型虽然可以给出由于原子核手征对称性破缺而产生的手征双重带，但是它存在以下缺点：转子的形变以及价质子和价中子势是唯象给定的，由于计算量太大的原因，它很难推广到多个粒子和多个空穴的情况。

平均场近似的优点在于它可以很容易地推广到多准粒子情形。但是，它也存在以下缺点：平均场近似破坏了转动不变性，因此其角动量并不是好量子数；由于推转模型是一个半经典理论，因此它只能给出原子核是否存在转动轴位于惯性主平面之外的转动，并不能给出由于量子隧穿效应导致手征对称性破坏所产生的手征双重带。过去的平均场理论大多是基于唯象的 Woods-Saxon 势场或者谐振子势场。文献[19]中，运用混合的 Woods-Saxon 势和 Nilsson 模型代替三轴推转的单 j 壳的

单粒子势，并结合壳修正的方法，证实了 ^{134}Pr 和 ^{188}Ir 中可能存在的手征性。近年来,在原子核手性的平均场模型研究方面最重要的进展就是更微观的三维推转相对论平均场模型[20]和 Skyrme Hartree-Fock 模型[21, 22]的发展。但是，由于更微观的计算涉及转动方向的定义等复杂的技术处理和计算耗时等问题,大规模的用于处理实际原子核的倾斜轴转动还有待发展。

比较而言,完全量子化的粒子转子模型近年来被广泛用于研究 A~100 和 A~130 质量区原子核的候选手征双重带并取得很大成功[23~25]。虽然，粒子转子模型目前还仅限于处理单个粒子和单个空穴的情况，但是考虑核子的对关联效应并通过调节核子的 Fermi 能级，可以模拟多个粒子和多个空穴的情况。初步计算结果表明，考虑核子的对关联效应后的准粒子转子模型可以更好地描述许多候选手征双重带[27~29]。这一方面表明多粒子多空穴成分在候选手征双重带中的重要作用；另一方面，这也表明了发展多个粒子和多个空穴的粒子转子模型的必要性。

5. 总结与展望

继 1997 年原子核中的手征对称性概念提出以来，关于原子核手性的研究随即成为原子物理前沿的热点问题。在实验上,相继在 A~100 和 130 质量区的奇奇核、奇 A 核和偶偶核中观测到二十多条候选的手征双重带。在能谱方面，它们都很好地满足所谓在一定自旋范围内有近简并的、宇称相同的两条 ΔI=1 的转动带的条件。在电磁跃迁方面，至少在 ^{128}Cs 中发现的候选手征双重带之间有相似的磁偶极跃迁 $B(M_1)$和电四极跃迁 $B(E_2)$强度,且磁偶极与电四极跃迁概率的比值 $B(M_1)/B(E_2)$ 会随自旋有一个振荡。相信随着实验技术的提高，还会带来很多激动人心的发现。例如，在文献[30]中，利用组态固定的三轴相对论平均场约束计算所预言的 $M\chi D$，即在同一个原子核中是否有可能存在多对手征双重带的情况。这为未来的实验验证提出了新的挑战。当然，这一预言一方面还需要在更多的质量区进行检验，如最近在 ^{102,104,106,108,110}Rh 等原子核中所作的研究[31]；另一方面，它也需要更多的模型进行独立验证。在理论研究方面，借助大型计算机，更微观的三维推转相对论平均场模型和 Skyrme Hartree-Fock 模型将有可能大规模地用于研究实际原子核的倾斜轴转动。同时，多个粒子和多个空穴的粒子转子模型的发展相信在近期会取得突破，从而使自洽处理奇奇核、奇 A 核和偶偶核中的候选手征双重带成为可能，同时也使判断原子核中是否存在手征对称性更加可靠。

该领域的理论与实验两方面的合作与推动,必将使原子核中的手征对称性的研究进入新的发展阶段。

致谢 感谢周善贵、张双全、彭婧、王守宇、亓斌、尧江明、张颖等人的合作以及本文准备过程中所给予的帮助。本文的主要内容取自应《物理》杂志邀请所撰写的《手性原子核》综述文章。同时，感谢国家自然科学基金委科普项目 10720003

等的资助。

参 考 文 献

[1] S Frauendorf and J Meng. Titled rotation of triaxial nuclei. Nucl. Phys. A, 1997, 617:131.

[2] C M Petrache, et al. Rotational bands in the doubly odd nucleus ^{134}Pr. Nucl. Phys. A, 1996, 106: 597.

[3] K Starosta, et al. Chiral doublet structures in odd-odd N=75 isotones: chiral vibrations. Phys. Rev. Lett., 2001, 86: 971.

[4] S Zhu, et al. A composite chiral pair of rotational bands in the odd-A nucleus ^{135}Nd. Phys. Rev. Lett., 2003, 91: 132501.

[5] C Vaman, et al. Chiral degeneracy in triaxial ^{104}Rh. Phys. Rev. Lett., 2004, 92: 032501.

[6] P Joshi, et al. Stability of chiral geometry in the odd-odd Rh isotopes: spectroscopy of Rh-106. Phys. Lett. B, 2004, 595: 135.

[7] J Timar, et al. Experimental evidence for chirality in the odd-A ^{105}Rh. Phys. Lett. B, 2004, 598:178.

[8] D Tonev, et al. Transition probabilities in ^{134}Pr: A test for chirality in nuclear systems. Phys. Rev. Lett., 2006, 96: 052501.

[9] C M Petrache, et al. Risk of misinterpretation of nearly degenerate pair bands as chiral partners in nuclei. Phys. Rev. Lett., 2006, 96: 112502.

[10] E Grodner, et al. ^{128}Cs as the best example revealing chiral symmetry breaking. Phys. Rev. Lett., 2006, 97: 172501.

[11] P Joshi, et al. Effect of gamma softness on the stability of chiral geometry: spectroscopy of ^{106}Ag. Phys. Rev. Lett., 2007, 98: 102501.

[12] S Mukhopadhyay, et al. From chiral vibration to static chirality in ^{135}Nd. Phys. Rev. Lett., 2007, 99: 172501.

[13] X F Li, et al. Search for the chiral band in the N =71 odd-odd nucleus Cs-126. Chin. Phys. Lett., 2002, 19: 1779.

[14] S J Zhu, et al. Soft chiral vibrations in ^{106}Mo. Eur. Phys. J. A2005, 25: 459；Yong-Nam U, S J Zhu, et al. Search for the chiral doublet bands in ^{122}Cs. J. Phys. G, 2005,31: B1-B6.

[15] S Y Wang, et al. Candidate chiral doublet bands in the odd-odd nucleus ^{126}Cs. Phys. Rev. C, 2006, 74: 017302.

[16] 贺创业，竺礼华等. ^{106}Ag 手征性实验研究. 高能物理与核物理, 2006 , Vol.30, Supp.Ⅱ: 166.

[17] A K. Kerman, N Onishi. Nuclear rotations studied by the time-dependent variational method. Nucl. Phys. A, 1981, 361: 179.

[18] S Frauendorf and J Meng. Interpretation and quality of the tilted axis cranking approximation, Z. Phys. A, 1996, 365: 263.

[19] V Dimitrov, S Frauendorf and F Donau. Chirality of nuclear rotation. Phys. Rev. Lett., 2000, 84: 5732.

[20] H Madokoro, J Meng, M Matsuzaki and S Yamaji. Relativistic mean field description for the shears band mechanism in ^{84}Rb. Phys. Rev. C, 2000, 62: 061301.

[21] P Olbratowski, J Dobaczewski, J Dudek, et al. The shears mechanism in ^{142}Gd in the

Skyrme-Hartree-Fock method with the tilted-axis cranking. Acta Phys. Polonica B, 2002, 33: 389.

[22] P Olbratowski, J Dobaczewski, J Dudek, W Plociennik. Critical frequency in nuclear chiral rotation, Phys. Rev. Lett. 2004, 93: 052501.

[23] J Peng, J Meng, S Q Zhang. Description of chiral doublets in A~130 nuclei and the possible chiral doublets in A~100 nuclei, Phys. Rev. C, 2003, 68: 044324.

[24] J Peng, J Meng, S Q Zhang. Breaking of chiral symmetry in ^{104}Rh and its neighbouring nuclei. Chin. Phys. Lett., 2003, 20: 1223.

[25] T Koike, K Starosta, I Hamamoto. Chiral bands, dynamical spontaneous symmetry breaking, and the selection rule for electromagnetic transitions in the chiral geometry. Phys. Rev. Lett., 2004, 93: 172502.

[26] S Y Wang, S Q Zhang, B Qi and J Meng. Examining the chiral geometry in ^{104}Rh and ^{106}Rh. Chin. Phys. Lett., 2007, 24: 664.

[27] S Q Zhang, B Qi, S Y Wang and J Meng. Chiral bands for a quasi-proton and quasi-neutron coupled with a triaxial rotor. Phys. Rev. C, 2007, 75: 044307.

[28] S Y Wang, S Q Zhang, B Qi and J Meng. Doublet bands in ^{126}Cs in the triaxial rotor model coupled with two quasiparticles. Phys. Rev. C, 2007, 75: 024309.

[29] S Y Wang, S Q Zhang, B Qi, J Peng, J M Yao and J Meng. Description of $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2}$ doublet bands in ^{106}Rh. Phys. Rev. C, 2008, 77: 034314.

[30] J Meng, J Peng, S Q Zhang and S G Zhou. Possible existence of multiple chiral doublets in ^{106}Rh. Phys. Rev. C, 2006, 73: 037303.

[31] J Peng, H Sagawa, S Q Zhang, J M Yao, Y Zhang and J Meng. Search for multiple chiral doublets in rhodium isotopes. Phys. Rev. C, 77, 2008: 024309.

撰稿人：孟　杰

北京大学物理学院

原子核的滴线和核素新版图

The Drip-Line of Nuclei and the New Territory for Nuclear Study

自从 1896 年法国物理学家贝克勒尔发现放射性以来，核物理的研究已经走过了一百多年的历史。进入 21 世纪，在核物理基础研究继续蓬勃发展并面临着新的重大突破的同时，核能和核安全在国家核心利益中的地位也愈加显著，核技术的交叉应用方兴未艾。除自身的前沿发展之外，核物理还关系到许多其他领域的发展，比如粒子物理、原子物理、天体物理、宇宙学、材料科学、能源科学、生命科学等。

自然界中，居于 β 稳定线附近的天然存在的原子核只有近 300 个，传统的核物理知识主要是建立在对这些稳定核研究的基础之上的。1986 年，I. Tanihata 等在美国洛伦兹伯克利实验室(LBL)利用放射性次级束观察到丰中子核 ^{11}Li 的相互作用截面的反常增大，也就是发现了晕核存在的证据，由此开创了放射性核束物理研究的新时期[1]。通常以最后一个核子结合能等于 0 作为滴线的位置，就是基态原子核存在的边界。对于有确定质量数 A 的核素(同量异位素)，增加质子减少中子(改变同位旋)，就可以达到质子滴线；反之，增加中子减少质子，就可以达到中子滴线。目前，可以在实验室产生和研究的稳定和非稳定核素达到约 2000 个，而理论预言的质子滴线和中子滴线以内的核素可以达到约 8000 个，这就是目前人类所面对的核素新版图。这几千个核素绝大部分是非稳定的，也就是具有 β 放射性，所以也称为放射性核。一般说来越靠近滴线(越远离 β 稳定线)寿命越短。由于有激动人心的研究目标牵引，目前国际国内都在新建或升级若干放射性束大科学装置，放射性核束物理研究前景很广阔。

远离稳定线原子核有着与稳定核很不同的特征，比如价核子的束缚能低、包括连续态在内的多重耦合影响大，同位旋(质子 – 中子数目的差别)效应显著等。这些都涉及对传统核物理的基本认识的改变，因而成为国内外关注的焦点[2]。产生放射性核素的次级束流线是研究非稳定核的必需条件。随着束流条件和探测设备的改进，放射性核束物理实验研究会逐步扩展和深入。非稳定核结构和反应的理论上也面临许多新问题，比如少体关联和平均场的结合、连续谱的贡献、形变与对关联的自洽处理、激发态和共振态的综合处理、核反应中的多反应道耦合、多步过程描写等。

这里简单介绍一些在非稳定的广阔版图中已经发现的一些新现象和有趣的研究内容。

1. 轻弱束缚核的晕结构与集团结构

弱束缚核奇特结构的研究可以认为是从总反应截面(或相互作用截面)的测量中发现反常增大开始的[1]。随后又开展了核芯碎片纵向动量分布的测量。通常以截面的增大和纵向动量分布宽度的减小来标志晕核的发现。比如 ^{11}Li 的均方根半径可以大到和 ^{208}Pb 的差不多。核物质分布的晕是由核芯(比如 ^{11}Li 的核芯 ^{9}Li)之外的价核子造成的。通常只有束缚得很浅的 S 或 P 波，才能给出显著的晕。比如 ^{11}Li 的两个价中子处于 $P_{1/2}$ 态，双中子分离能只有 0.306MeV，比通常的十几个 MeV 的双核子分离能小很多。正是这种小的分离能和小的离心位垒，使得价核子波函数能够形成扩展的晕分布。目前比较确定的双中子晕核如 ^{6}He、^{11}Li、^{14}Be，单中子晕核如 ^{11}Be，质子晕核如 ^{8}B 等。由于晕的存在，原子核的反应截面可以比通常的情况大很多，这在实际应用中非常重要。同时，在晕区域，由于势能接近总能量，价核子的动能比通常原子核中核子的费米动能小得多，运动速度很慢，因此理论上原来适用于高能的某些简单模型可以近似应用到中低能的周边核反应过程。

轻弱束缚核的另一个重要的奇特现象，就是集团结构或分子状结构的增强。稳定线附近的原子核中原本就有集团结构，比如 ^{8}Be 和 ^{12}C 的许多现象，特别是某些高激发态，可视为是 2 个或 3 个 α 粒子结构造成的。当中子数增加时，理论预言集团结构或分子状结构会增强[3]。比如 ^{12}Be、^{14}Be 等，在两个 α 核芯周围分布若干个价中子，形成分子状(这时价中子的作用就像分子中的价电子)，更有利于增大中子和质子的接触面积，有利于平衡掉体系的库仑作用。通常可以通过高能量的直接破裂反应来得到集团结构的各种成分比例。

晕核和集团结构核引起人们兴趣的原因,除了反常的核反应效应可以带来重要的应用之外，少体关联中的非线性现象是一个重要的问题。传统上，原子核被认为基本上是平均场中的独立粒子运动，少数粒子(空穴)之间的关联有一定作用但比较微弱，只是提供一种修正。但对于晕核或分子状核，少数价核子却主导了原子核的结构性质。这时，少体关联变得十分突出，理论处理的方法往往也就与平均场很不一样。最典型的例子是双中子晕核，它们通常是所谓的 Borromean 核，即三体(核芯加两个价中子)结构的结合能为正而其中任何两体的结合能均为负。这表明在核芯提供的环境下两个价中子之间的相互作用和结构有显著的改变,从自由状况的不能结合变成了在核物质背景下的可以结合。早期的三体理论研究表明，^{6}He 的两个价中子倾向于形成距离很近的双中子团(di-neutron)。最近的研究表明，这种团结构与价核子离开核芯的距离有关，也就是与背景核物质密度有关[4]。当核芯提供的物质密度降到中心值的 0.2~0.4 倍时，两个价核子在空间上会结合得很紧密,也就是从费米子对演变成玻色子。这当然是非常有趣的现象，涉及核的少体结构的演变，也可能涉及中子物质(比如中子星)的基本形态。

2. 滴线核

滴线是原子核版图的边界,在这里,阈效应最为明显[5]。也就是说，原子核结构和核相互作用的微小不确定性，在这里都可能显著地表现出来，决定原子核是否能存在。实际上，过去对稳定线附近原子核适用的理论模型，相互之间可以有比较大的差异，比如对核质量的计算，差异通常在 1MeV 左右，对激发态的计算，不确定性就更大。这种不确定性在滴线附近会被放大，各种理论模型对滴线核结构的预言有很大的偏差。因此实验测量滴线核的性质对检验和发展核结构理论特别重要。此外，滴线原子核的束缚能很小，这意味着它们很容易被激发到非束缚的正能态(共振态和连续态)。实际上，实验和理论研究都发现，对弱束缚的非稳定原子核，束缚态和非束缚态的耦合非常强，只有充分考虑正能态的贡献，才能理解弱束缚核的结构和反应中的许多奇特现象。滴线附近原子核的共振态特别丰富，因而有利于研究束缚态和正能态的关联。目前中子滴线已经确定到氧同位素，以及发现了束缚的非常丰中子核如 ^{31}F、^{34}Ne, ^{37}Na,^{38}Mg 等，未来每核子几百 MeV 的强流装置将把丰中子滴线核的产生推进到 Ni 附近区域。质子滴线已经建立到 Z=28 以及 Z=29~82 之间的部分同位素。由于库仑位垒的阻挡，滴线之外存在大量非束缚的激发态(共振态)，它们会通过发射质子衰变，但其寿命远大于粒子穿越的时间(100ns 量级)。单质子发射体已经大量观察到，特别是在 Z=51~83 区间。双质子发射体目前观察到的有 ^{45}Fe、^{48}Ni、^{54}Zn 等。

由于弱束缚的特征，对滴线核的性质研究主要通过破裂反应和衰变测量。这些核通常由结构紧密的核芯加上若干个束缚能很小的价核子构成。以较高能量的弱束缚核轰击结构紧密的靶原子核，核芯和价核子很容易发生破裂。精确测量破裂碎片和粒子，就可以重建弱束缚核的初始或中间状态。另外，滴线附近的原子核很容易发生β衰变，由于衰变能很高，子核有很大概率处于高激发状态，可以接着发射粒子或 γ 光子。实验中，将放射性束流注入衰变靶中，靶本身又作为β 粒子探测器。靶周围安放粒子探测器，通过β- γ 粒子等的符合和综合分析，可以得到非常丰富的母核和子核的结构的信息，特别是子核的高激发态结构。

3. 新幻数和新的集体运动

原子核的壳结构和相应的幻数体现了原子核的最基本性质之一：独立粒子运动特性。它的基本含义，在于众多的核子间的复杂的相互作用，其主体部分能够简化为一个平均场，每个核子都在其中独立运动。在平均场中引入自旋轨道相互作用之后，能够恰当地给出β稳定线附近基态原子核的幻数(2, 8, 20, 28, 50, 82…)。然而实验观察发现，在稳定线附近有明确意义的幻数，在远离稳定线的地方却发现可以发生很大的变化[6]。比如在丰中子区，N=20 的幻数可能移动到 N=16 或 14。N=28 的幻数可能移动到 32 等。这些变化与中子-质子相互作用，也就是同位旋相关的核子

之间的耦合有关。幻数移动的证据首先来自质量测量。单中子分离能通常是在幻数附近发生起伏变化。对于稳定线附近的原子核，这种变化发生在通常的幻数位置。但随着同位旋增加，$N = 8$ 的附近这种变化倾向于消失，而 $N = 20$ 附近的这种变化移动到 $N =16$ 附近，这被认为是幻数在丰中子区的变化。研究幻数的另一个重要方法是观察偶核的 0^+到 2^+态的跃迁。在幻数附近，跃迁能量特别高而跃迁概率 $B(E2 : 0^+ \to 2^+)$特别低。在β稳定线附近，这种观测已经比较完整，但在远离稳定线的区域则还很缺乏。许多核衰变和核反应的手段均可用于观察 0^+到 2^+的跃迁。对幻数移动和消失的研究，会加深人们对平均场的认识。质子中子各有一套独立粒子能级，相互影响很小。现在看来这种认识在远离稳定线区域不适用。质子-中子之间耦合，或者说在核环境中同位旋相关的核子-核子相互作用在远离稳定线区域是很重要的。

在非稳定核中，发现了一些新的集体运动模式，比如软偶极共振(pygmy dipole resonance)，被认为是价中子相对于核芯的运动，可用于研究同位旋相关的有效核子相互作用和同位旋相关的核物质性质等。在远离稳定线区域，原子核的形变和集体运动以及相变和对称性等，也有非常丰富的表现。由于涉及比较重的原子核，放射性束的产生还十分困难，所以这些研究才刚刚开始。

4. 天体核反应过程

远离稳定线核结构和核反应与宇宙中各种元素的形成密切关联。按照现有的认识，宇宙在大爆炸之后的几分钟之内，除了平衡的绝大部分的光子、中微子之外，少部分的正物质就实现了从基本粒子到最轻的原子核(如氢、氦的同位素等)的转变。经过几十万年，就冷却到原子体系。原子形成之后，空间的不稳定的因素造成了星系的形成。一开始，星系是氢和氦原子的混合体。由于引力的作用，星系要发生坍缩，使得原子核的动能增加，也就是体系的温度增加。当温度足够高时，带电粒子间可以克服库仑势垒而发生熔合核反应，从而形成较重的原子核。熔合反应中释放出来的辐射能量形成向外的压力，阻止进一步的引力坍缩。这样星体就处于一段时期的平衡状态(比如太阳)，时间可以持续高达 10^{10} 年。当参与熔合反应的核被烧尽后，对外的压力减小，引力坍缩又开始，温度继续升高直到下一种更重的原子核开始燃烧。这种过程反复进行，不断产生出更重的核素。在含有大量氢原子核的体系中，还会发生快速质子俘获过程。这就是比铁更轻的原子核形成的大致机制。在过程中涉及许多非稳定的，特别是丰质子的核素。

对于比铁重的原子核，熔合和带电粒子俘获反应不再是有利的形成方式，产生机制主要是中子俘获反应。具体过程取决于中子流的强度，也就是取决中子俘获过程与丰中子核 β 衰变的竞争。比如 ^{59}Fe 是丰中子的放射性核，半衰期为 45 天。假如中子流很弱，使得平均的中子俘获时间大于 45 天，则 ^{59}Fe 主要通过β衰变到 ^{59}Co，

然后再俘获中子到 ^{60}Co，这样的过程称为慢过程，基本上沿着β稳定线延伸到比较重的原子核。假如中子流很强，使得平均的中子俘获时间远小于核的半衰期，则中子俘获的过程将继续下去而产生 ^{60}Fe、^{61}Fe、^{62}Fe 等，达到非常远离稳定线的丰中子核区。这样的过程称为快过程。显然，中子数的增加使核越加远离β稳定线，从而寿命变短。当寿命短于中子平均俘获时间，就优先发生β衰变，使核的原子序数增加 1，同时稳定性也提高。中子俘获与β衰变的竞争就这样延续下去，制造出许多更重的核素，它们大部分是远离稳定线的丰中子核。

显然，非稳定核的结构(包括激发态结构)和反应与衰变机制，是决定天体核过程的内在基础，而恒星提供的温度，中子和质子流强等，则是天体核过程的外因。具体的演变过程，可以通过极其复杂的天体网络模拟计算来体现，当然前提是有足够丰富和准确的核结构和核反应数据作为输入参数。

除上述几个方面的基本物理问题之外，非稳定核的研究在超重核合成、新型核能源等方面有重要的应用。在此不再详述。

总之，放射性核束物理研究是对广阔的核科学未知领域的探索，正在极大地改变人们对原子核的传统认识。由于产生放射性束的能力的限制，目前研究还比较集中在轻核和部分中重核区。随着第二代、第三代放射性束大科学装置的发展，研究的领域将逐步扩大，观察到的新现象会逐步增加。与此同时，超重核合成和鉴别，天体物理和大尺度核物质状态的许多重要问题，都需要非稳定核的结构和反应作为支撑。放射性核束物理还涉及众多新的核样本和核数据，将在新型核材料、新型核能装置等方面产生难以估量的影响。

参 考 文 献

[1] I Tanihata, et al. Phys Rev Lett., 1985, 55: 2676.

[2] NuPECC. Long Range Plan 2004. http://www.nupecc.org/lrp02/longrangeplan2004.pdf. Opportunities in Nuclear Science: A Long Range Plan for the Next Decade. The DOE/NSF Science Advisory Committee, April 2002.

[3] W von Oertzen. Nuclear clusters and nuclear molecules. Physics Reports. 2006, 432:43-113.

[4] Hagino K et al. Phys Rev Lett, 2007, 99: 022506.

[5] Casten R F. Nuclear Structure Current Directions and Future Opportunities. 2007 Town meetings for NSAC Long Range Plan, January 19-21, Chicago.

[6] Otsuka T. Nucl. Phys A, 2003, 722: 347c-353c

撰稿人：叶沿林　曹中鑫

北京大学物理学院，核物理与核技术国家重点实验室

原子核的晕现象

Halo in Atomic Nuclei

自 20 世纪 80 年代发现以来，晕现象一直是原子核物理研究重要的前沿领域。晕是在具有极端中子数或者质子数原子核中出现的一类奇特现象，即致密核物质表面、空间扩展较大的稀薄中子(中子晕)或者质子(质子晕)分布。本文将从弱束缚特性、连续谱贡献、低密度分布、非线性行为、结团结构以及退耦效应等方面，对原子核的晕现象作简要介绍。

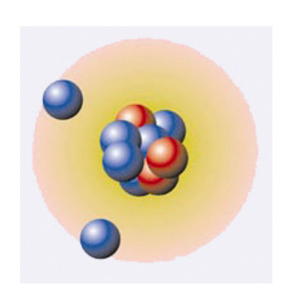
1. 引言

原子核是由质子和中子(统称核子)组成的复杂、微观、非线性有限量子多体系统。质子和中子的数目和比例是决定某种特定原子核是否存在以及存在的稳定性的关键。自然界中发现的稳定以及长寿命原子核不到三百个，在以中子数为横坐标、质子数为纵坐标的核素图上，它们分布在所谓的 β 稳定线附近[1]。基于对这些稳定核以及 β 稳定线附近的原子核的研究，人们积累了丰富的核物理知识，并建立了很多有效的原子核模型，为和平利用核能源和与之相关的核技术作出了不可磨灭的贡献。自 20 世纪末起，很多国家相继建造了大型放射性核束装置和相关的探测设备。利用这些设备，可以产生并研究大量远离β稳定线的原子核。这些远离β稳定线的原子核具有极端的中子-质子比，又被称为奇特原子核(exotic nuclei)。在研究这些奇特原子核的过程中，科学家们发现了很多与传统核物理观念相悖的新现象，如晕(halo)现象、幻数的消失和新幻数的出现以及新的集体运动模式等。本文将从弱束缚特性、连续谱贡献、低密度分布、非线性行为、结团结构以及退耦效应等方面，着重对原子核的晕现象作简要介绍。

2. 晕核的发现和实验判据

经典的核物理教科书告诉我们，原子核的半径近似地与组成原子核的核子数目(又称质量数)A 的立方根成正比，也就是说，其体积正比于核子数[2,3]。这反映了核力的饱和性和原子核的不可压缩性。1985 年，Tanihata 等发现 ^{11}Li(由 3 个质子和 8 个中子组成的原子核)具有异常大的半径[4]，其空间尺度与由 208 个核子(82 个质子和 126 个中子组成)所组成的 ^{208}Pb 相当，见图 1。进一步的研究表明，^{11}Li 具有这样的奇特结构：它有一个致密的 ^{9}Li 核芯，外围的两个价中子与核芯结合得非常松散，这两个价中子在空间分布范围很大，形成了低密度的纯中子物质，因而被形象

地称为“中子晕”。这样，^{11}Li 就成为首例中子晕核。此后，在其他原子核中也发现了晕存在的一些证据。例如，^{6}He、^{8}He、^{11}Be、^{14}Be、^{8}B、^{17}B、^{19}B、^{15}C、^{19}C、^{17}Ne、^{27}P 和 ^{29}S 等。



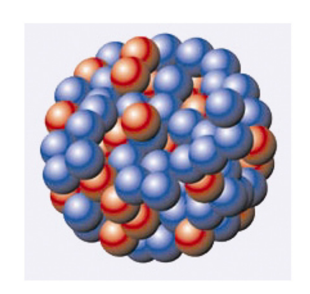


图 1　晕核 ^{11}Li 与稳定核 ^{208}Pb

实验上,判断一个原子核是否为晕核主要通过测量其空间尺度以及价核子的动量分布[5]。在高能核核碰撞中，弹核与靶核的相互作用截面与弹核、靶核的尺度直接相关。利用已知大小的原子核做靶，可以从相互作用截面得到弹核的半径。相互作用截面的异常增大是判断原子核是否有晕结构的必要判据。由量子力学的不确定性关系，较大的空间分布对应着较窄的动量分布。测量原子核碎裂反应碎块的动量分布，可以推知价核子的动量分布。晕核中通常会发现对应于价核子的窄动量分布以及对应于核芯核子的宽动量分布,这也是目前实验判断是否存在晕现象较为统一的判据。此外，还可以通过分析核子-核子关联强度[6,7]、弹性散射角分散情况[8]推断原子核是否有晕的特征。

3. 晕核的奇特性质

自晕核发现以来，晕现象以及相关奇特原子核的研究一直是核物理研究的热点。一方面，晕核的尺度不支持 $A^{1/3}$ 规律，动摇了原子核集体模型的基础——原子核的不可压缩性；另一方面，由于质子和中子之间有较强的关联，稳定原子核的质子和中子密度分布非常接近,但是包括晕核在内的奇特原子核的质子和中子的空间分布差别很大，完全背离了我们熟知的核结构规律。例如，在 ^{208}Pb 中，虽然中子数远大于质子数，但其中子与质子分布几乎一致，中子与质子均方根半径也只有 0.2fm 左右的差别，与 ^{208}Pb 原子核的均方根半径相比微乎其微。但在晕核中，中子的均方根半径可以大很多。如 ^{11}Li 的中子半径比质子约大 1.7fm，几乎是该原子核半径的一半。更深入的研究表明，原子核中的晕现象体现了有限量子多体系统的诸多特性：弱束缚、连续谱耦合、低密度纯中子核物质、非线性效应、结团效应以及退耦效应等[9]。这些效应互相交织在一起，为晕核结构及相关的动力学研究增添了魅力。

在原子物理中，不同种类的原子，其质量的差别可以达到几百倍。但在常态下，它们的大小相差无几。然而，有一类大原子——Rydberg 原子，尺度甚至可以达到微米量级。这是由于原子核与核外电子之间库仑力的长程性质，使得在库仑势场中，存在无限多的束缚电子态。核外电子占据束缚较弱的能级时，其轨道半径非常大，束缚能 E_B 与半径 R 之间存在近似的标度关系，$R \sim 1/E_B$。

在核物理中，与库仑力不同，核力是短程力。在独立粒子模型近似下，组成原子核的每个核子可以看作是在其他所有核子提供的平均势场中运动。这个平均势场的力程是有限的，其中的单粒子能级数目也是有限的。因此，晕核的出现有严格的条件。在物理上，当价核子占据弱束缚能级，且该能级的轨道角动量较小时(如 s 态或 p 态)，离心位垒为零(s 态)或较低(p 态)，则核子的波函数可以扩展到很远，从而出现晕现象。理论研究表明：在极端弱束缚的原子核中，核势在远离核芯的渐近行为可能与库仑势接近，即正比于 $1/r$[10]。这样，在极端弱束缚的原子核中有可能存在与 Rydberg 原子机制类似的晕核。

稳定核中，价核子占据的能级(称为费米能级)距连续谱较远，因此连续态对稳定核性质的贡献很小。对于弱束缚原子核，其中子或质子的费米能级与零势能面非常接近。核子-核子之间的剩余相互作用，如对相互作用等，可使成对的核子散射到连续谱能区，因而连续谱对弱束缚核性质的影响不能忽略(参见专题篇“弱束缚原子核与连续态”的图 1)。连续态的贡献对于弱束缚核中观测到的很多奇特核现象起着关键性的作用。例如，由于连续态具有较大的空间分布，因此，连续态的占据可能使弱束缚原子核的密度分布在空间扩展到离核心很远的地方，这是某些弱束缚原子核中出现晕现象的原因[11~13](见图 2)。晕核的弱束缚特性及连续态的影响在其参与的动力学过程中也起着重要的作用。在核反应过程中，晕核更容易破裂，从而对弹性散射、非弹性散射以及熔合过程都有不同程度的影响。不论是在核结构还是在核反应的研究中，考虑连续态的贡献都是一个具有挑战性的理论问题。

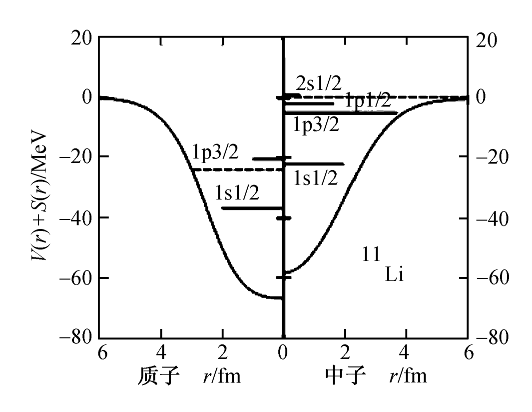


图 2 ^{11}Li 的质子和中子能级及中子正能量态的占据[11]

在晕核中，价核子与核芯距离较远，二者的耦合很弱。晕核发现后的近二十年中，人们曾经普遍认为，价核子对核芯的影响很小[5]。但是，近年的一些精确测量间接表明，晕核子对核芯的极化作用有可能非常大。对于典型的晕核 ^{11}Li，按照通常的观点，其核芯 ^{9}Li 与自由的原子核 ^{9}Li 差别不大。由于 ^{11}Li 的三个质子都在核芯内，所以其电荷半径与 ^{9}Li 应该相差不多。但实验测得的 ^{11}Li 的电荷半径比 ^{9}Li 大很多，可能的原因是两个晕中子对核芯有较大的影响[14]。对氦同位素电荷半径的测量结果得到了更有趣的结论：一方面，^{6}He(可以看成是 ^{4}He 核芯加两个晕中子)的电荷半径比 ^{4}He 大很多；另一方面，^{8}He(既可以看成是 ^{4}He 核芯加 4 个价中子，又可以看成是 ^{6}He 核芯加两个晕中子，具体情况需要进一步的实验和理论研究确定)的半径虽然比 ^{6}He 略大，但其电荷半径却小于 ^{6}He[15]。这些实验结果说明，晕核中的价核子与核芯之间并非完全退耦合的，它们之间的关联很复杂。对这些关联的深入研究将有助于我们认识核力的基本性质以及发展新的核模型。

原子核具有丰富的激发模式。晕这种奇特核结构对原子核的激发也有可观的影响。除了单粒子激发、转动和振动等集体激发以外，还有多种模式的巨共振。其中，与组成原子核的所有质子和所有中子之间的相对运动对应的巨偶极共振(giant dipole resonance，GDR)研究得最多。晕核由致密的核芯和低密度的纯中子(或纯质子)物质组成，核芯和晕核子之间的相对运动可能对应着一种新的集体运动模式——软模偶极共振(soft dipole resonance，又称 pygmy dipole resonance)[5]。相对于巨偶极共振，软模偶极共振更容易激发，因此理论预言，在巨偶极共振峰的低能部分，可以观测到这种共振。由于晕核的巨共振实验非常困难，目前还没有确定的实验结果。但是，在弱束缚、具有中子皮的原子核中，已经观测到了软模偶极共振现象[16]。

非线性和结团现象在原子核的激发谱中有很多体现。晕核等弱束缚原子核为研究原子核的非线性和结团行为提供了更大的空间。目前发现的一些双中子晕核具有 Borromean 结构[17]。Borromean 这个名字来源于文艺复兴时期意大利 Borromeo 家族的徽章，但 Borromean 环类似的结构可以追溯到更早。Borromean 环由三个缠绕在一起的拓扑环构成，移除任何一个都会导致其他两个分开(图 3)。^{11}Li 和 ^{6}He 等双中子晕核具有这样的特性[17]。例如，可以把 ^{11}Li 看成是 ^{9}He 核芯与两个价中子组成的三体系统。由于 ^{10}Li 不存在，两个中子也无法形成稳定的原子核，因此，无论是移除任何一个价中子，还是移除 ^{9}Li，剩余的两体系统都不稳定。^{6}He 也有类似的情形。在 Borromean 核中，两个价中子处于何种组态，它们的关联如何，也是核物理学家非常感兴趣的问题[18,19]。值得指出的是，生物学家和化学家近期也成功构造了 Borromean 结构的分子[20,21]。在这些体系中，Borromean 结构的存在是较弱的多体关联在极端弱束缚情况下引起的一种非线性效应。在其他弱束缚奇特原子核中，这种效应还可以导致

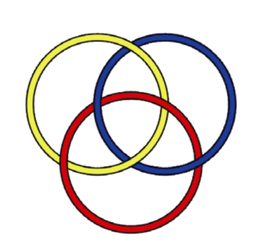


图 3　Borromean 环

结团结构具有更低的能量，因而成为基态的主要成分[22]。如图 4 所示，结团结构可以使更多的价核子与其他核子关联起来，因而更稳定。

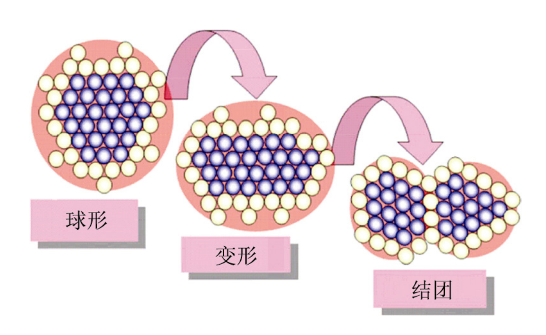


图 4 弱束缚奇特核的结团效应[22]

4. 形形色色的晕核

由于质子之间具有库仑相互作用，相对于中子滴线，质子滴线离 β 稳定线更近。同时，库仑位垒的阻挡使得质子波函数在核外衰减很快。因此，质子比中子更难以形成晕。只有当价质子的轨道角动量很小(因而离心位垒很低)并且在轻核(库仑位垒较低)区，才可能出现质子晕。理论预言，在磷同位素(15 个质子)和硫同位素(16 个质子)的质子滴线附近，可能存在质子晕现象[23,24]。实验上，研究较多的质子晕核包括 ^{8}B[25]、^{27,28}P[26]、^{29}S[27]以及 ^{17}Ne 等。

如果原子核内的一个或多个核子被超子取代，可以形成具有一定寿命的超核。通常，核内的超子-核子相互作用比核子-核子相互作用弱，超子态不如相应的核子态束缚得紧，因此超子态与相应的中子态相比有更大的空间弥散，从而更容易形成晕，即超子晕，这是超核中的超子晕现象[27]。此外，在弱束缚的奇特核中加入超子，可能使中子滴线外移，并更有利于出现中子晕，这是超核中的中子晕现象[28]。

目前观测到的晕核，只有一个或两个晕核子。相对论连续谱 Hartree-Bogoliubov 理论预言，在丰中子的锆同位素(40 个质子)中可能存在多达六个晕核子的巨晕现象[29]。进一步的研究还发现在质量数大于 60 的丰中子钙同位素以及近滴线的氖、钠和镁原子核中，也可能存在巨晕现象[30]。

在一些原子核的激发态中，也发现了晕现象。例如，^{17}F 的第一激发态是质子晕[31,32]，^{6}Li 的第一个自旋为 0 的激发态是中子−质子晕[33]。激发态晕现象对于深入认识弱束缚核结构也具有重要的意义。例如，^{6}Li 的激发态中子-质子晕研究有助于了解低密核物质环境下中子-质子关联以及价中子和价质子对核芯的极化行为。

由于多数原子核是变形的，随着晕核研究的逐步深入，形变核中的晕现象得到了越来越多的关注；对于其中的关键问题——形变核中是否存在晕——也出现了很多争议[34~36]。利用微观、自洽的模型来描述原子核的弱束缚特性、对关联与连续

态贡献、形变效应以及它们之间的耦合，将有可能回答形变核中是否存在晕现象的问题，进而研究如果存在晕现象，形变核中晕的形成机制[37]。

5. 小结

晕现象是作为有限量子多体系统的原子核在极端弱束缚情况下的出现的奇特现象。对晕核的研究，对建立在稳定核以及 β 稳定线附近的原子核基础之上的核物理理论和模型提供了全新的检验和挑战。同时，对晕现象所涉及的诸多特性：连续谱贡献、低密度核物质、新集体运动模式、非线性行为、结团效应以及退耦效应等进行研究，也将推动全新核物理理论和模型的建立和发展。

虽然自晕核发现以来的二十多年中，已经有了许多实验和理论研究，对晕这一奇特核现象有了初步的了解，但是应该认识到，关于晕核的研究还有许多工作等待解决。当前，世界各国正在建造和计划建造的新一代放射性核束装置和相关探测设备，为更深入的研究晕核等弱束缚奇特原子核性质提供了广阔的空间，为核物理与核天体物理提供了难得的发展机遇，同时也会对关于晕核的诸多问题进行回答。

致谢　国家自然科学基金科普项目《放射性核束物理与核天体物理》(10720003)资助。

参 考 文 献

[1] Bohr A and Mottelson B R. Nuclear Structure. Vol. I. New York: Benjamin, 1969.

[2] Heyde K. Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics. 3rd Edition. IoP Publishing, 2004.

[3] 卢希庭, 江栋兴, 叶沿林. 原子核物理. 修订版. 北京：原子能出版社, 2001.

[4] Tanihata I, Hamagaki H, Hashimoto O, et al. Measurements of interaction cross sections and nuclear radii in the light p-shell region. Phys Rev Lett, 1985, 55: 2676-2679.

[5] Tanihata I. Neutron halo nuclei. Prog Part Nucl Phys, 1996, 22: 157-198.

[6] Marques F M, Labiche M, Orr N A, et al. Two-neutron interferometry as a probe of nuclear halo. Phys Lett B, 2000, 476: 219-225.

[7] Wei Y B, Ma Y G, Shen W Q, et al. Exploring binding energy and separation energy dependences of HBT strength. Phys Lett B, 2004, 586: 225-231.

[8] Wang Q, Han J L, Xiao Z G, et al. Exotic behaviour of angular dispersion of weakly bound nucleus ^{17}F at small angles. Chinese Phys Lett, 2006, 23: 1731-1733.

[9] Jensen A S, Riisager K, Fedorov D V, et al. Structure and reactions of quantum halos. Rev Mod Phys, 2004, 76: 215-261.

[10] Meng J and Tanihata I. The surface diffuseness and the spin-orbital splitting in relativistic continuum Hartree-Bogoliubov theory. Nucl Phys A, 1999, 650:176-196.

[11] Meng J and Ring P. Relativistic Hartree-Bogoliubov description of the neutron halo in ^{11}Li. Phys Rev Lett, 1996, 77: 3963-3966.

[12] Meng J, Toki H, Zhou S G, et al. Relativistic continuum Hartree Bogoliubov theory for ground state properties of exotic nuclei. Prog. Part. Nucl. Phys., 2006, 57: 470-563.

[13] Dobaczewski J, Nazarewicz W, Werner T R, et al. Mean-field description of ground-state properties of drip-line nuclei: Pairing and continuum effects. Phys. Rev. C, 1995, 58: 2809-2840.

[14] Sanchez R, Nortershauser W, Ewald G, et al. Nuclear charge radii of ^{9,11}Li: the influence of halo neutrons. Phys. Rev. Lett., 2006, 96: 033002.

[15] Mueller P, Suali I A, Villari A C C, et al. Nuclear charge radius of ^{8}He. Phys. Rev. Lett., 2007, 99: 252501.

[16] Adrich P, Klimkiewicz A, Fallot M, et al. Evidence for pygmy and giant dipole resonances in ^{130}Sn and ^{132}Sn. Phys. Rev. Lett., 2005, 95: 132501.

[17] Zhukov M V, Danilin B V, Fedorov D V, et al. Bound state properties of Borromean halo nuclei: ^{6}He and ^{11}Li. Phys. Rep., 1993, 231: 151-199.

[18] Ye Y L, Pang D Y, Jiang D X, et al. Quasielastic scattering of ^{6}He on ^{9}Be at 25 MeV/nucleon. Phys. Rev. C, 2005, 71: 014604.

[19] Nakamura T, Vinodkumar A M, Sugimoto T, et al. Observation of strong low-lying E1 strength in the two-neutron halo nucleus ^{11}Li. Phys. Rev. Lett., 2006, 96: 252502.

[20] Mao C, Sun W and Seeman N C. Assembly of Borromean rings from DNA. Nature, 1997, 386: 137-138.

[21] Chichak K S, Cantrill S J, Pease A R, et al. Molecular Borromean rings. Science, 2004, 304: 1308-1312.

[22] Freer M. The clustered nucleus-cluster structures in stable and unstable nuclei. Reports on Progress in Physics, 2007, 70: 2149-2210.

[23] Ren Z, Chen B, Ma Z, et al. One-proton halo in ^{26}P and two-proton halo in ^{27}S. Phys. Rev. C, 1996, 53: R572-575.

[24] Chen B Q, Ma Z Y, Grümmer F, et al. Relativistic mean-field theory study of proton halos in the 2s1d shell. J. Phys. G, 1998, 24: 97-105.

[25] Guimaraes V, Kolata, J J, Peterson D, et al. Nuclear and Coulomb interaction in ^{8}B breakup at sub-Coulomb energies. Phys. Rev. Lett., 2000, 84: 1862-1865 .

[26] Liu Z H, Ruan M, Zhao Y L, et al. Evidence for enhancement of the total reaction cross sections for ^{27,28}P with a ^{28}Si target and examination of possibly relevant mechanisms. Phys. Rev. C, 2004, 69: 034326.

[27] Lü H F and Meng J. Hyperon Halos in Λ Hypernuclei in the Relativistic Continuum Hartree-Bogoliubov Theory. Chin. Phys. Lett., 2002, 19: 1775-1778.

[28] Lü H F, Meng J, Zhang S Q, et al. Neutron halos in hyper-nuclei. Euro. Phys. J. A, 2003, 17: 19-24.

[29] Meng J and Ring P. Giant halo at the neutron drip line. Phys. Rev. Lett., 1998, 80: 460-463.

[30] Meng J, Toki H, Zeng J Y, et al. Giant halo at the neutron drip line in Ca isotopes in relativistic continuum Hartree-Bogoliubov theory. Phys. Rev. C, 2002, 65: 041302 (Rapid Communication).

[31] Morlock R, Kunz R, Mayer A, et al. Halo properties of the first $1/2^+$ state in ^{17}F from the ^{16}O(p, γ)^{17}F reaction. Phys. Rev. Lett., 1997, 79: 3837-3840.

[32] Ren Z Z, Faessler A and Bobyk A. Relativistic mean-field description of a proton halo in the first excited $1/2^+$ state of ^{17}F. Phys. Rev. C, 1998, 57: 2752-2755.

[33] Li Z, Liu W, Bai X, et al. First observation of neutron-proton halo structure for the 3.563 MeV 0^+ state in ^{6}Li via ^{1}H(^{6}He, ^{6}Li)n reaction. Physics Letters B, 2002, 527: 50-54.
[34] Misu T, Nazarewicz W, and Åberg S. Deformed nuclear halos. Nucl. Phys. A 1997, 614: 44-70.
[35] Pei J C, Xu F R and Stevenson P D. Deformation effects on the structures of N=7 halo nuclei. Nucl. Phys. A, 2006, 765: 29-38.
[36] Nunes F M. Valence pairing, core deformation and the development of two-neutron halos. Nucl. Phys. A, 2005, 757: 349-359.
[37] Zhou S G, Meng J and Ring P. Deformed relativistic Hartree Bogoliubov model for exotic nuclei. arXiv, 2008, 0803.1376 [nucl-th].

撰稿人：孟　杰 [1,2,3]　**周善贵** [2,3]
1 北京大学物理学院
2 中国科学院理论物理研究所
3 兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心

什么是湍流世纪难题？

Which Difficulty does the Century-Old Turbulence Problem Have?

湍流泛指处于剧烈变化的流体运动,湍流问题是一个历经了一个多世纪的科学难题。描述流体运动(包括湍流运动)的动量守恒定律——Navier-Stokes 方程最早见于 Navier 写于 1823 年的一篇论文，至今已有 185 年。对于湍流现象细致观察的记载可以上溯到五百年前艺术家达·芬奇的系列作品，在他笔下出现的多尺度旋涡运动至今仍然是湍流研究者们所持有的主流观念。湍流导致流体运动有效黏性增强的现象早在 1870 年前后就被 Boussinesq 详细讨论过，对湍流现象开展科学测量的历史也长达一个多世纪。在漫长的认识发展长河中，众多流体力学家、物理学家、应用数学家为探索湍流运动的本质付出了巨大的努力，形成了深厚的积累[1]。可是这么长时间过去了，至今人们仍然认为，湍流是一个未解的难题。湍流这个世纪难题，到底难在何处？它突出的科学问题到底是什么？



图 1　著名艺术家达·芬奇对水流运动中包含大小漩涡的刻画

湍流是一个挑战人类智慧的基础科学问题，它对许多学科发展起着支撑性作用，同时它也与工程技术的发展密切相关。在基础科学的层面上，从星系演化，到恒星内部的对流，从大气运动到海洋环流，人们对于宇宙和地球上很大范围内的流动现象的理解都离不开对于湍流运动的深刻认识。在工程技术的层面上，从航空航天飞行器设计到气象和气候预报，从发动机燃烧到油气管道传输，湍流运动规律的精准刻画一直是前沿科技发展的“瓶颈”[2]。最后，人们越来越注意到，与人类健康密切相关的流体运动绝大多数也是处于湍流运动状态，随着人们不断深入关注健

康，关注生活质量，有朝一日人们将意识到，在人体内部的气液运动，以及人体周围的气、水运动的精确刻画，都需要运用湍流的知识(认为这些运动不是湍流的意见将被证明是幼稚的)。那么，跨越如此宽幅尺度而且处于如此不同环境中的湍流系统的运动规律有共同的规律吗？这个问题又如何从根本上开展研究？有哪些深刻的规律有待揭示？这是对于经典物理和流体力学的挑战，也是对于应用数学和哲学的挑战。





图 2　遥远的星系(左)和地球大气(右)的运动是宇宙中典型的湍流运动

20 世纪，湍流研究沿着工程研究和基础研究两条线平行地展开。工程研究的特点是从工程实践出发，大量运用实验的手段总结湍流运动的定性和定量的变化规律；基础研究的特点是设法从连续介质力学方程出发，运用统计分析的、数值的和实验的方法，分析和解释湍流运动的现象[3]。工程研究比较注重实际所研究的具体流动中的特定的力学规律，而基础研究比较注重提炼不同流动过程中的普适运动规律；湍流的工程研究者主体是流体力学专家，而基础研究者更多的是物理学家和应用数学家。由于知识背景和研究方法上的差异，直到目前为止，这两类探索思维活动之间仍存在相当大的间隙。从某种角度讲，正因为缺乏良好的综合，湍流难题迟迟未出现重要的突破。最近，开始出现一些综合发展的趋势，但还不够。我们认为，湍流问题未来的突破需要在基础理论思考与工程应用研究之间形成深层次的互动和综合。当然，在科学发展的过程中，能否在具体某个学科中出现这样的综合是“可遇而不可求”的，有待具体学科发展的成熟；然而，有意识地深刻把握这种趋势，时刻关注和细致考察各种条件，促成湍流研究的综合，应该成为当代湍流研究者的素质。

人们普遍认为，湍流问题的复杂性是湍流难题的基本根源。

湍流的复杂性分为两大类：第一类来自于系统与环境的复杂性，如前所述，这种复杂性来自湍流运动系统的多样性。仅就航空航天飞行器而言，在不同的飞行高度、飞行速度和飞行姿态下，周边的湍流流动状态不断在发生变化，宏观的力学性

质(如飞行器受到的侧向力和摩擦阻力，飞行器表面的热流等)也在不断变化。如何构建能够精确预测各种工况下宏观湍流运动特性的模型一直是工程设计的难题。另外，湍流发生的机理也是随着系统的不同而不同的。工程湍流问题一般都与流体的固壁边界效应密切联系，流体运动在贴近壁面的地方出现强烈的不稳定性，是产生湍流的主要根源之一，这与天体、大气等大范围气体和其他流体中不稳定性机制有所不同。可以说，产生湍流的流体不稳定性运动的原因五花八门，似乎在现象上有相当大的区别。是否存在一个人们能够理解的统一的湍流理论？许多学者持怀疑态度。如果有，这一理论必然要对这一类复杂性有所说明。

第二类复杂性来自于经典物理的方法论。传统的还原论都是从物质运动的最基本组元出发，从基本组元之间的相互作用规律(如连续介质运动的质量、动量和能量守恒律)出发建立运动的演化方程。湍流的基本运动组元称为微流元，大气运动中的微流元尺寸一般在毫米和微米之间，微流元的运动满足连续介质质量、动量和能量守恒定律。但是，我们通常关注的流体系统的尺度变化范围从几米，到几公里，或者更大，因此这些尺度中所包含的微流元数目巨大。例如，一个飞行器周围的流场将包含 10^{15}~10^{24} 个微流元。因此，经典物理的认识论要求人们研究数目(称为自由度)如此巨大的微流元系统，才能对湍流运动进行完整的刻画。这就是所谓“自下而上”的还原论方法，这也是当今依靠计算机模拟研究湍流规律的主要基础。自由度数目的巨大构成问题复杂性的另一个方面。

这两类复杂性，每一类都对湍流研究构成很大困难。尽管在许多具体的问题上的研究不断取得进展，不断出现突破，但是，就宏观认识而言，一直没有出现能够解决好上述两大类复杂性问题的统一的思路。我们认为，对此应该充分关注，应该明白湍流问题在思维上的困难，从而提出关键性问题，才是湍流研究出现突破的前奏。而一个能够促使湍流研究突破的新思路，势必要在综合解决这两类复杂性方面出现新的思想。

面对拥有巨大自由度的系统，经典物理通常采用的是统计研究方法，即寻找统计层面上的运动规律，进而利用这些规律对湍流系统的行为开展预测。研究湍流统计规律的学者主要有三大学派，依次为统计唯象研究，统计封闭研究和统计分析研究。

湍流统计唯象理论属于从统计基本原理的角度揭示湍流基本结构的一个学派。20 世纪的主流观念是将湍流运动描述为随机多尺度运动的组合。俄罗斯学者 Kolmogorov 是创建当代概率论和随机场理论的杰出数学家，20 世纪 40 年代初他率先将随机场理论应用于描述湍流运动，由此形成的 K41 理论[4]一直被认为是湍流唯象研究的奠基性工作。在唯象统计理论的研究中，标度律是一个特殊的定量刻画工具，它揭示了湍流结构内在的多尺度相似性，为人们深入认识湍流机理打开了一扇窗户。Kolmogorov 预言了湍流具有标度指数为$-5/3$ 的普适能谱，引起物理学家

和应用数学家的极大关注，也因此成为发展“湍流封闭理论”和“湍流分析理论”的指路灯。

Kraichnan 是创立“现代湍流分析理论”的先驱，他于 1959 年率先运用量子场论的方法对满足 Navier-Stokes 方程的湍流脉动场能量方程进行统计封闭研究，完成了迄今为止唯一自洽的基于动量守恒第一原理的脉动结构能谱方程——“直接相互作用近似”(DIA)理论[5]。DIA 理论艰涩难懂，它在原连续介质运动方程中所包含的大小尺度结构之间的相互作用集合中，选取了一类称之为“直接相互作用”的子集合，这个子集合有一个特征，就是可以进行无穷迭代而收敛于一个有限的量。如果这个子集合所描述的直接相互作用果然代表湍流场中的最主要相互作用，而且当表征系统尺度的雷诺数趋向无穷大时，成为唯一重要的相互作用的话，那么 DIA 理论就证明了 Kolmogorov 唯象理论的正确性。后来的研究表明，DIA 理论所描述的系统与真实系统之间有一个重要的差别，就是在多尺度自由度之间的耦合系数上附加了一类随机因子。换句话说，数学上确实存在一类包含随机因子的动力系统，它们的统计解在极限情形下由 DIA 方程精确给出。

这里值得引述一段历史。当年，Kraichnan 首先在流体运动的欧拉坐标系下完成了 DIA 理论，据此得出的湍流惯性区能谱标度指数是−3/2，而非−5/3。于是，Kraichnan 找了许多理由，想说明 Kolmogorov 理论的错误。后来，他自己发现，应该在拉格朗日坐标下进行 DIA 运算，于是他进一步发展了 LHDIA，后者果然得到 Kolmogorov 的−5/3 能谱。20 世纪 80 年代末，大型计算机开始用于直接数值模拟满足 Navier-Stokes 方程的各向同性湍流场。由于当时计算条件的局限，以及存在一种特殊的湍流能量传输的“瓶颈”效应，起初的直接数值模拟计算所得到的湍流能谱更接近于−3/2,而不是−5/3。Kraichnan 曾经因为其在“湍流分析理论方面的突破”被一些学者提名参与竞争诺贝尔奖。我们曾经打趣地说，如果上述计算结果早发表三十年，那么，Kraichnan 的欧拉-DIA 也许会受到更多关注，Kraichnan 也许成为更有力的诺贝尔奖竞争者。

确实，DIA 理论具有传统精深的物理场论所共有的特点，颇有 Kraichnan 曾经的合作导师 Einstein 的广义相对论场论的深湛气息，尤其是把 DIA 置于拉格朗日坐标下进行运算时，理论逻辑变得非常细腻与曲折，一般学者很难理解。当然，DIA 理论最致命的弱点是只能处理均匀各向同性的理想化湍流场,难以针对一个物理形式比较简单但有实际意义的非均匀湍流系统得出有意义的结果。从目前理论发展的态势看，DIA 理论可能将随着 Kraichnan 这位令人尊敬的学者最近的辞世而成为湍流研究的历史。

湍流封闭理论介于唯象理论和分析理论之间。这里先介绍一下著名的“湍流封闭问题”。从 Navier-Stokes 方程出发，在均匀各向同性的假设下，人们可以推导出湍流脉动场中二阶两点相关函数所满足的 Karman-Howarth 方程；它是一个能量演

化方程，是湍流场多尺度能量分布所满足的方程。这一方程不封闭，即方程中包含决定多尺度能量级串的三阶相关函数，也就是说未知函数多于方程个数。如果没有附加条件，方程不能给出确定解。所谓狭义的“湍流封闭问题”，就是找出合适的物理限制条件，将这些条件附加在 Karman-Howarth 方程上，求得方程的解，并正确解释某个实际湍流场的性质。

许多著名的学者都对狭义的湍流封闭问题的研究作出过尝试，比较突出的有量子物理学家 Heisenberg，以及美籍华裔学者林家翘先生等。而广义的湍流封闭问题是指对于湍流统计量的时空演化问题，一般都是不封闭的，必须引进封闭假设，才能得出可以与实际测量相比较的结果。工程湍流必须使用湍流封闭模型，但由于封闭理论的假设是唯象的，它们无疑会引进不能由理论所确定的系数。封闭假设主要建立在物理直觉和类似于量纲分析的基本原理上，这些直觉是否在复杂的湍流运动发展后仍然满足，有待开展实验和计算的验证，而这一项工作长期没有得到重视。进一步说，封闭理论的研究必须结合具体的物理系统开展，以确认封闭假设的正确性，以及所选择的任意参数的性质，这些研究属于物理层面的基础研究。由于长期以来封闭理论的研究由应用数学家和工程技术人员担任，前者在理论层面上开展，后者在应用层面上开展，缺乏前述的两者之间的综合性研究，因此，封闭理论的研究一直不是很深入。

在各种封闭理论中，理论上比较完整和自洽的是被称为准高斯涡耗散马氏过程的 EDQNM 理论[6]。这一理论是与 DIA 理论平行发展的。这一理论在封闭理论中比 Karman-Howarth 方程更进一步，它不但考虑了二阶相关函数演化的能量方程，还考虑了能量方程中的三阶相关函数的演化，它对三阶方程中的四阶相关函数进行了封闭处理，引进具有物理意义的涡黏耗散项，并对四阶与三阶相关函数之间的相互作用进行了“遗忘历史”的马氏过程处理。如此得出的能量演化过程被证明是合理的。研究表明，针对一组随机耦合的动力学方程而言，EDQNM 是渐近准确解，因此，它像 DIA 一样是自洽成立的。但是，不能保证它的假设对于真实湍流运动是成立的，这一点也缺乏相应的实验验证。

值得介绍的一个特殊的封闭理论是 Yakhot 和 Orszag(YO)发展的重正化群理论。早期的湍流重正化群理论更接近于分析理论，而 YO 在 80 年代发展的理论只是利用重正化群的扰动展开推导出对于能流和湍流涡黏系数的关系，从而建立起能够计算 Kolmogorov 常数和 Karman 常数的理论步骤。从理论上而言，YO 重正化群首先假设湍流的零阶解是由随机力所产生的准高斯场，因此它在对湍流多尺度脉动场的描述上与其他封闭理论是等同的；进一步，它通过扰动计算的修正项来体现包含能流、级串等非平衡态动力学性质。Kraichnan 指出，重正化群理论在概念上并不显然超越其他封闭理论，但它能够给出对一些常数的估算。这是因为在理论计算过程中引进了一些平衡关系，这些平衡关系在一般情况下允许系数的调节。在 YO

的处理中，这些系数都取 1，因而表现为没有可调参数。我们认为，这一没有可调参数的性质是人为的。为了解决这种人为性，必须对假设的平衡方程开展实验的验证，由此建立平衡系数的物理本质，特别是解决这些平衡关系的成立范围。重正化群理论确实包含着这些人为的假设，但仍不失为一个有用的理论。YO 理论在关注有工程意义的常数方面，是传统的统计唯象、统计分析和封闭理论所不及的。

所有的封闭理论都是以二阶相关函数为主要变量。对于一个脉动场，二阶相关函数的量值主要来自于脉动的均方差幅值事件，而与强振幅脉动事件的关联度较弱。但是，从统计系综的整体性质来看，强振幅脉动事件也非常重要。最近的研究发现，往往是强振幅脉动事件与流场中类似于涡片和涡丝等流动结构密切相关。以二阶相关函数为基础的封闭理论难以对脉动流场的结构性给出有价值的刻画。同时，封闭理论虽然可以对均方差脉动的统计结构给出一定的定量描述，给出平均力学参量的一些预测，但这些计算都只限于均匀各向同性湍流，而且在确定其适用范围这一核心问题方面缺乏深入的研究。同时，封闭理论所假设的关系难以实际测量到，这就造成实验定量研究封闭理论的困境。于是，湍流封闭问题的突破，希望一直比较渺茫。

已经自洽实现的封闭理论(DIA 和 EDQNM)还存在如下的局限性，即它们都假设湍流脉动场对应于最小有序度的场。这个假设是从平衡态统计物理的最大熵原理延伸而来的。统计学可以证明，给定均方差的最大熵分布是高斯分布，高斯随机场是结构性有序性最低的脉动场。DIA 理论正是这样一种理论，它发现了一种拥有能量从大尺度向小尺度级串输运的最接近高斯统计性质的随机场。可是，如果我们把视线投向广阔的真实湍流场——无论是伴随航空航天飞行器周边产生的湍流场，还是在遥远的星际、炙热的恒星内部、湍动的大气、汹涌的水流中，我们始终会看到有特征的流动结构，而决非高斯随机场，甚至远远不是高斯随机场。传统场论中对统计系综的简单假定——最大熵假设，对于理解实际湍流场可能是致命性的。一些人士为了挽救 K 氏理论，提出了“无穷大雷诺数的小尺度脉动场”可能接近高斯场的说法，虽然从数学上无法排除这种可能性，但还是不免带着中世纪行星轨道理论的本轮说的痕迹。确切地说，正确的湍流理论应该能够根据湍流场的宏观特性给出脉动结构的性质，并且对各个尺度的湍流脉动结构给出自洽的有机阐述，而不是局限在先验的封闭假设或高斯假设下。从这一价值观来判断，确实不存在令人满意的湍流理论，湍流这一世纪难题一直在人们心中留存。

高速计算机的应用从根本上改变了湍流研究的状态。由于湍流运动的复杂性和实验测量技术的局限性，对于湍流运动细节的实验研究一直非常困难。当人们能够数值求解一些特定环境下流体运动方程时，一些重要的湍流运动细节开始展示在人们面前。如果要求完整地描述湍流场细节，需要拥有与上面估算的湍流脉动自由度数目相当的数值网格，才能正确求解流体运动方程。因此需要的计算资源是巨大的。

根据人类计算能力发展的估计，在可预见的未来还难以实现对一个飞行器开展完整的流动计算模拟。即便如此，对于许多典型流场，精确的数值计算能够展示其湍流场的所有细节，这对深入研究湍流运动的物理本质提供了前所未有的便利条件。

过去二十多年来对湍流现象认识的突破主要在于对湍流间歇性和非高斯分布本质的理解。首先，人们从数值计算湍流流场中注意到，即使是均匀各向同性湍流中也存在细长的涡丝结构(见图 3)。因此，将湍流场看做是随机高斯场是明显不合适的，经典的 K41 理论假设湍流脉动从大尺度到小尺度有统一的准高斯分布，是与实验测量和计算模拟所得到的小尺度脉动的非高斯分布性质相矛盾的。统计的非高斯分布也同时意味着随机场不是彻底无序，而是包含着一定的有序性，这与上面提到的涡丝结构的存在性是一致的。这些观察事实在理论上称之为间歇性效应，而对间歇性效应的定量描述是奇异标度律。该问题吸引了大量湍流研究者的兴趣，成为 20 世纪 90 年代前后的国际研究热点。研究者建立了多种唯象理论模型解释来定量解释奇异标度律，获得了很多有价值的成果。经过大量的研究，目前普遍认为湍流中的流动结构是间歇性产生的物理根源，并以标度指数与 K41 预言值的偏离程度来判断湍流间歇性的强弱。

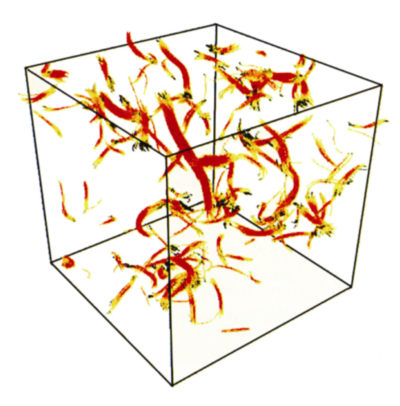


图 3 直接数值模拟获得的均匀各向同性湍流场的涡结构显示[7]

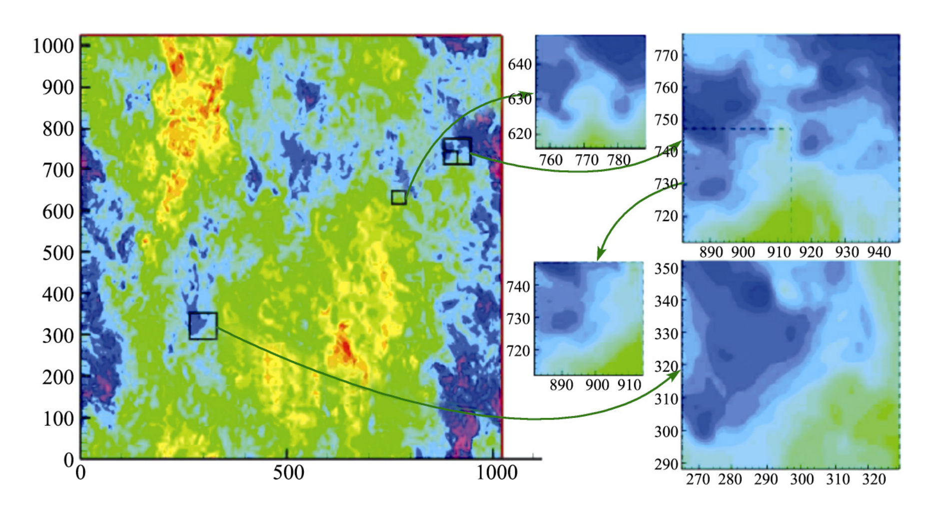


图 4 三维均匀各向同性湍流速度分量脉动场在一个平面上的分布，右边的放大显示出非局部多尺度相似性

湍流层次结构模型(或称 SL 模型[8])被认为在描述湍流间歇效应和反常标度律方面，是相关的诸多唯象统计模型中影响最大的。层次结构模型将湍流脉动场刻画为一个具有多尺度和多层次结构的自组织系综，层次根据脉动振幅高低来定义，不同层次的结构表现不同，各层次统计量之间存在着层次递推不变性，称为层次相似律。最强振幅的脉动构成整个系综的最高激发态，由各个尺度的最高激发态所组成的一个特定系综群是整个流场中最受关注的脉动，它们对应于类似于涡丝这样的强脉动流动结构。完整的湍流脉动结构系综由一个层次相似参量及一个刻画最高激发态结构的标度参量来确定，因此，湍流层次结构模型将湍流的结构性和随机性综合成一个有机的整体。众多实验事实表明，湍流多尺度涡结构的统计分布满足层次相似律。

如果说，K41 是湍流唯象统计理论的里程碑，它暗示着复杂湍流现象背后可能具有普适的物理定律，那么，层次结构理论指出，湍流场的能谱结构并不是普适的；进一步说，湍流现象背后的共同的本质规律可能不是表现在例如能谱、标度律等综合性的统计量上，而是处在更高的层次，处在一种将多种类型的复杂脉动结构“自组织”成一个综合系综的规律上。层次相似律就是这样的规律。是否能够从某些基本原理出发证明这一点，并由此揭示出隐藏在湍流自组织系综背后的普适规律，将成为下一阶段湍流统计唯象理论发展的新高峰。

长期以来，湍流唯象理论、封闭理论和分析理论都局限在讨论均匀各向同性湍流，集中在标度律的计算上。实际上，真实湍流很少是均匀各向同性的。研究真实非均匀湍流的奇异标度律特征才能了解流动结构与湍流标度律的关系，才能从根本上揭示湍流内在的动力学机制。然而，即使达到这个高度，离开前面谈到的理解第一类复杂性也还有明显的距离。工程实际的应用要求我们能够展示湍流场(或湍流系统)的力学性质是如何随着环境物理参数(雷诺数、马赫数、对流瑞利数、普朗特数等)的变化而变化的，这就不仅仅涉及封闭理论、唯象理论所讨论的小尺度统计性质，而更多地涉及大尺度流动结构的时空运动特性。从已知的流体运动方程来预测工程所要求的力学系统(如飞行器)的力学性能，必须计算所有微流元的运动。这是不现实的，也是不必要的。人们相信，应该存在大尺度时空结构演化的动力学方程，它们是对湍流运动的大尺度规律的表述，这些规律应该与微流元的连续介质运动方程有密切的联系，但又由于尺度的差异和所包含的自由度数目的差异而不同。这就是前面所阐述的湍流第二类复杂性问题，即湍流大尺度运动规律的再推导问题。从工程应用的角度看，新型的大尺度运动方程将以较小规模的计算来达到相当的精度来预测湍流力学系统的重要工程参量，完成工程设计所要求的定量预测指标。这就是当代流体动力计算(CFD)领域所研究的热点——湍流大涡模拟。这一研究目标的达到需要综合前面叙述的两类复杂性问题于一体，堪称当前湍流研究的主

流领域。

然而，在过去几十年间，湍流大涡模拟的研究基本沿用了工程湍流封闭理论研究的思路，即在量纲分析等宏观原理下对湍流小尺度脉动结构的效应进行人为的封闭，在封闭过程中引进若干自由参数，并在一些实验数据的指导下确定自由参数的选取。这种方法在本质上与用本轮均轮来预测行星轨道没有分别，因此，在理论上难以使人信服。值得指出的是，由于湍流现象的复杂性，实验测量的量并不能唯一确定自由参数的选择，因此，基于工程化封闭理论的湍流 CFD 计算，常常被称为是“艺术”，而不是科学。不同学者运用 CFD 进行计算的结果会差距很大。这一现状突出反映了人们对湍流规律把握的肤浅，也是湍流这一世纪难题是“硬骨头”的体现。

总结上面的回顾的内容，让我们来讨论一开始提出的核心问题：湍流问题的本质何在？其科学问题的难点是什么？对这两个问题，国际学术界还没有形成共识。我们认为，湍流问题根本上在于湍流结构的多样性问题。为了阐述这个问题，让我们再回顾一下国际上研究湍流结构的过程。传统的湍流结构概念是在对湍流运动场的瞬时空间变化形态的几何分析基础上提出的，例如，基于涡强度等值面、压力等值面或者速度梯度不变量的空间分布。人们发现均匀各向同性湍流中有涡管结构，固壁近壁面有流向涡、马蹄形涡等结构。这些是 20 世纪七八十年代以来国际湍流拟序结构研究热潮中产生的一些认识，但是 20 世纪 90 年代以后，相关研究就停滞不前，原因就是随着实验和计算数据的积累，被发现的湍流结构日益增多，形态日益复杂，这与希望揭示湍流基本结构的初衷渐行渐远。更深层的原因是对于结构的描述过于注重瞬态湍流流场结构的几何特性，因而其概念一直停留在定性的描述层面上。本质上，这些研究忽略了湍流结构的统计本质。湍流脉动包含有多时空尺度，形态非常丰富，它们只有在统计系综层面才具有比较稳定的性质。今天，描述湍流统计特性的数学表述还只限于能谱、速度结构函数等，对于描述复杂流动系统中的充分发展湍流还没有掌握有效的工具。因此，开发湍流结构的统计描述方法是当务之急。

最近，我们提出湍流结构系综的概念。前述的第一类湍流复杂性问题，现在就可以表述为在不同运动状态下结构子系综的多样性问题。在结构系综的理论框架下解决结构多样性问题的途径，就是首先开展对流场的子系综分解，或者说对流场的定性分类下，然后再在各个子系综内部开展定量分析。定性分类所基于的系统参量与原始定量分析往往不同，前者涉及统计状态的系综分解，后者则注重具体的物理参量。对于复杂系统来说，定性分类的系统参量与定量分析的物理参量往往相互关联，在研究方法上必须提倡“逐次迭代，逐级近似”。为什么一定存在系统参量而且系综一定可以进行分解呢？那是由于运动整体存在的自组织性。在湍流运动中，湍流结构的多尺度相似性特征就是这种自组织性的重要反映。这一原理是普适的，

是在丰富的湍流结构形式多样性背后的普适性，湍流模型的构建，以及湍流宏观结构作用原理的提出，应该基于对这一普适性原理的进一步的深入研究。

所谓湍流结构系综，是具有同一类物理过程的脉动事件的总和；因为过程相同，其统计分布呈现良好规律。这一概念是在广泛的湍流复杂系统的自组织性原理下提出的。俗话说，万变不离其宗。任何复杂运动都是围绕着一定的"宗"来展开的，湍流运动也不例外，这就是湍流脉动结构具有一定的统计分布并可以用相关统计系综来表示的理论依据。在湍流结构系综的概念下，我们将首先探索发展新型的湍流结构分类方法。湍流结构的分类方法的诞生，本身必须依据湍流普适性原理。一旦产生某个有效的分类方法，它将适合于各种不同类型的湍流运动，因此，这样的研究将为解决前述的湍流第一类复杂性问题提供答案，同时，这一探索对于研究复杂工程流场更为重要，在系综分类后提取的系综参量才是时空的大尺度缓变函数，由此建立的工程湍流简化计算模型才具备存在的基础。

湍流结构系综的概念为工程湍流数学模型的建立提供了一个新的理论框架。工程湍流数学封闭方程中出现的变量，无论是雷诺平均量，还是大涡模拟中的局部平均流场量，都可以看做是湍流整体系统中的复杂子系统。这些复杂子系统区别于原始变量——来自微流元的物理量，后者满足明确的连续介质力学守恒原理，因而是简单子系统。过去的封闭理论的一个特点是，在为复杂子系统选择变量空间时过于简单化，例如在大涡模拟中仅仅选择用空间局部平均速度作为表述大涡这一复杂子系统的基本刻画。对这一选择没有开展深入的基础研究，来阐述其封闭的科学依据。我们认为，应当适当扩大变量空间，同时运用一些非经典数学工具，就有可能发现湍流的复杂子系统的新的作用规律，这些才可能是刻画与局部湍流结构的物理特性相关的大涡相互作用机理。

同时，湍流结构系综分析将与开发新一代工程湍流模型密切衔接，对于突破 CFD 计算程序需要确定参数时人为因素大、任意性强的弱点有现实意义。首先，我们必须理解，由于湍流运动的复杂性，针对不同流动状态选择不同的宏观数学模型是正常现象。目前所应用的数学模型不是不够普适，而是过于普适了(采用的都是 NS 方程所衍生出的大涡模拟方程)，正是由于使用的是同一类的方程，宏观的简化的理论在解释不同流动状态和刻画不同统计特征时就表现出局限性。换句话说，正由于过于普适了，数学模型的专用性和有效性就降低了，数学模型的自由度也就太大了。我们缺乏的是从连续介质的普适方程出发，在湍流普适原理的指导下推导出大尺度宏观结构作用原理的形式多样的方程的能力。这样的方程并不一定都是同一个形式，而是可能具有多种形式。由于研究湍流大尺度结构运动方程与探索湍流的普适性原理密切相关，对于揭示湍流普适性规律意义重大。

上述这一类研究已经具备的一个有利条件是实验测量和 DNS 计算所产生的湍流结构信息的极大丰富，为探索普适规律和验证大尺度简化方程提供了必要的基

础。尽管不同流场结构形态不同，结构系综特性的“逐级近似”优化原理则是普适的。当人们紧紧依靠这一普适性原理，充分利用系综信息和其参数变化规律，用物理的结构系综来控制工程湍流计算模型的优化的时候，将使计算模型的优化迭代过程人为性大大降低，并使工程湍流模型的优化有规律可循。而且，当工程计算模型收敛到较优的参数空间时，这项结构系综的研究也同时预言出相关的湍流结构系综性质，阐述相关的流动机理，并展示结构系综随流动物理与环境参数的变化。至此，湍流结构系综的物理本质研究与工程湍流计算模型的开发同步，相辅相成，共同发展。

这一关于湍流的复杂系统本质的新认识是我国学者在湍流认识上的创新。在实践中完善和发展这一认识，既可能实现在基本认识上的进步，也将产生工程发展所需的原理。以往，这方面与工程实际密切相关的理论工作受到理论工作者的重视不够。如果能够进一步加强这方面的理论工作，并在工程实践中不断优化方程，将带来湍流研究进一步深入发展的新局面。由此可见，完成湍流流场结构系综的构建意义非凡，而要完成这一宏伟计划，必定要有实验、DNS 计算和工程模型计算的协同研究，而结构系综的理论思想是协调这场会战的核心。这就是我们前面提到的与工程实际相结合的综合性理论研究。

最后，我们再讨论一下第二类湍流复杂性问题，这就是突破还原论的思路，重新认识湍流大尺度动力学的本质问题。湍流大尺度运动规律的推导一直没有受到足够的理论重视，一部分人把它归结为数学问题，以为需要发展的是属于渐近展开或扰动展开一类的数学技巧；另一部分人把它归结为工程问题，多数时候通过引进大量的可调参数来实现工程计算的需要，如此产生的工程计算模型既不规范，也不深刻。事实上，这是一个难度很大的理论问题。从全自由度的 NS 方程推导大尺度运动方程类似于从微观大数粒子牛顿力学方程推导宏观统计动力学方程，现今在理论上没有成熟的方法。尤其当多尺度结构非平衡态非定常动力学充分发展时，如何刻画大尺度的动力学是经典物理场论的核心难题之一。这里，有可能诞生崭新的动力学原理，例如基于功能约束的控制性的动力学方程。这些与功能约束相关的控制原理在更为复杂的生命和社会系统中到处可见，而湍流研究为发现和细致验证这些新原理提供了难得的机遇。

经过过去几年的努力，我国学者已经能够精确地测量和计算模拟处于湍流状态的一些工程实际流场，为开展这一类深入的理论框架研究提供了可靠的数据。近年来，我们在复杂系统的研究中开发了一系列逐次迭代、逐级近似的系统逼近法，为从直接数值模拟和精确实验测量流场中发现和构建湍流结构系综奠定了良好的基础。我们预计，采用系统逼近法应用于 DNS 流场的分析，将逐级近似地勾画出流场的整体结构系综，构成对于工程复杂流场的崭新描述。最近，国家有关部门启动了一项针对工程实际湍流流场而开展复杂流动结构系综分析的大型研究计划，表明

我国学者在开展深入的湍流基础研究方面迈开了实质性的步伐。

最后，值得提及的是，钱学森先生有关“从定性到定量的综合集成法”的复杂系统分析论对湍流研究有深刻的意义。从直接数值模拟到工程湍流计算模型的跳跃类似于从大数粒子的牛顿力学向统计力学的跳跃，如果成功实现这一跳跃，将产生普遍而深刻的科学影响。长期以来，阻碍统计流体力学和湍流发展的症结在于低估了湍流结构系综的复杂性，工程湍流似乎不仅仅包含一个系综，而是一系列相互作用的系综。成功的湍流模型必须包含所有重要的结构系综，因此，工程湍流计算模型的研究是一个从复杂流动过程中提取非平衡态动力学系统要素的过程，而成功发掘这些系统要素的方法是十分宝贵的。至今为止，人类的科学认知传统遵循的是物理学的简单模型法，这些简单模型从不关注如何挖掘较为复杂的系统要素。然而，在面对以生命和信息为标志的复杂系统研究时，人们已经逐渐跳出这个框架。我们认为，只有在方法论上实现突破，才能给湍流这一世纪难题的突破提供有力的支撑。反过来，这一突破的实现，不但对于复杂力学系统，而且对于更广大范围内的复杂系统(如生命和社会)也具有普遍的意义。

参 考 文 献

[1] Monin, Yaglom. Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence. MA: MIT Press, Cambridge, 1975.

[2] 庄逢甘，崔尔杰，张涵信．未来空间飞行器的某些发展和空气动力学的任务．国防工业出版社, 2006: 1-12.

[3] U Frisch. Turbulence: the Legacy of A. N. Kolmogorov. Cambridge: Cambridge University Press, 1995.

[4] A N Kolmogorov. Local structure of turbulence in an incompressible viscous fluid at very large Reynolds numbers. C.R. Acad. Sci., 1941, URSS 30, 301-305.

[5] R H Kraichnan. The structure of isotropic turbulence at very high Reynolds numbers. J. Fluid Mech., 1959, 5: 497-543.

[6] M Lesieur. Turbulence in Fluids. 2nd ed. Dordrecht: Kluwer, 1990.

[7] Z S She, E Jackson and S A Orszag. Intermittent vortex structures in homogeneous isotropic turbulence. Nature, 1990, 344: 226-228.

[8] Z S She and E Leveque, Universal scaling laws in fully developed turbulence. Physical Review Letters, 1994, 72: 336-339.

撰稿人：佘振苏

北京大学工学院，湍流与复杂系统研究国家重点实验室

反应扩散系统中螺旋波的失稳机制

The Mechanism of Spiral Instability in Reaction-Diffusion Systems

在非线性物理的研究领域中,螺旋波动力学的研究一直是最为非线性科学家关注的课题之一。原因首先是它在自然界是普遍存在的。在诸多的非线性实验系统中,都可以看到它的踪迹。例如：流体中的瑞利–贝纳尔对流[1]，液晶中的伊辛–布洛赫(Ising-Bloch)相变[2]，反应扩散系统中的化学波[3]，黏性霉菌的自组织[4]，心脏中的心电信号[5]，卵细胞中钙离子波[6]等。最近的理论与实验研究表明，螺旋波的动力学行为存在跨系统的普适性规律[7]。研究和掌握这些规律具有很大的潜在应用价值。例如，生理学的实验表明，在心脏病人中观察到的一类叫做再进入性心率过速(reentrant tachycadia)的现象，可能是由于心肌电信号出现螺旋波而引起的。而心颤(fibrillation)至死的过程与螺旋波的失稳有密切关系。怎样把心脏中的螺旋波肌电信号消除，是当前心脏病学研究的热点之一。开发新的治疗心颤的方法有待于非线性科学家对螺旋波规律的彻底了解。

非线性科学家关心螺旋波现象的另外一个重要原因,是组成螺旋波的动力学中心是一个时空拓扑缺陷。从数学角度看它是一个奇点。而在奇点附近的足够小区域内反应扩散方程不再适用。怎样研究此类时空缺陷的动力学问题，一直是非线性科学以至于材料科学的重要课题，但迄今为止还没有找到解决此类问题的有效办法。

应该指出的是，反应扩散系统不止局限于化学反应系统，它的应用范围覆盖了许多学科。例如，生态系统中的捕食者-猎物(predator-prey)模型[8]，物理系统的气体放电模型[9]，半贫瘠地区的植物生长模型[10]，以及传染病的传播[11]，森林火灾的蔓延[12]，农业人口的迁移[13]等， 都可以演化成为反应扩散方程。应该说，反应扩散方程是描写自然界运动的基本方程之一。

螺旋波在反应扩散系统中按其形式可分为两类，可激发系统中的螺旋波，与时序振荡系统中的螺旋波。从表面上看，前者的特点是系统中除螺旋波中心外每个空间点都作弛豫型振荡，而后者作正弦振荡。从本质上讲，两者的起因截然不同。前者形成于系统的全局失稳，后者形成于系统的局部失稳；前者属于激发波 (trigger wave)，后者是相波 (phase wave)；前者的波速受系统内反应物的扩散系数的限制，后者从原则上讲波速可以从零到无穷大。由于心脏系统的螺旋波是以激发波形式存在，这里主要介绍激发波。

首先解释一下可激发反应系统。最简单的可激发系统可以用一个双变量反应扩散方程描述，其形式为：

$$\begin{cases} \varepsilon \dfrac{\partial u}{\partial t} = f(u,v) + D_u \nabla^2 u, \\ \dfrac{\partial v}{\partial t} = g(u,v) + D_v \nabla^2 v。 \end{cases} \tag{1}$$

其中 u、v 为系统变量，ε 为一远小于 1 的量。等式右边第一项为反应动力学项，第二项为扩散项。由于方程中的第一式中多了一个小量 ε，它的存在是使变量 u、v 的动力学行为有了不同的时间尺度。式(1)的动力学函数在(u，v)坐标上的图形由图 1 给出。$f(u, v) = 0$ 的曲线形状类似于一个倒 N 形，也就是说，给定一个 v 值，在一定区域内 u 可能有三个不同的定态值，这种情况是系统可激发的一个必要条件。以下要介绍的反应扩散系统与心脏中的心肌电信号都属于这种形式。图 1 表明在一定条件下系统存在一个唯一的均匀定态解(点 P)。对这个定态解做线性稳定性分析可以证明它是渐近稳定的。也就是说当系统受到一个小的扰动时，它会迅速回到它的均匀定态。但是由于 $f(u, v)$ 函数的特殊性质，以及变量之间的动力学时间尺度有很大差别，系统对大的扰动是不稳定的。如图 1 所示，当扰动超过一定阈值，对应于 $v < v_{\min}$ 时，由于变量 u 的动力学时间尺度远小于变量 v 的动力学时间尺度，系统首先会被很快地激发到远离定态解的区域，对应于 $f(u, v) = 0$ 曲线的另一个分支，然后慢慢沿 $f(u, v) = 0$ 曲线运动到 $v = v_{\max}$ 位置，再很快地跃迁至 $f(u, v) = 0$ 曲线的稳定分支，最后弛豫到初始位置，其路径如图 1 中虚线所示。这就是可激发系统。系统的可激发性的一个重要量度是 ε 值的大小。只有在 ε 值足够小时，系统才是可激发的，否则系统的稳定点将是一个稳定焦点，没有可激发性。一个空间均匀分布的、由可激发单元所组成的反应扩散系统可能出现行波。设想如果在空间上的某一个局限区域内系统被激发到阈值以上，反应物 u 的自催化效应使其本身的浓度在激发区猛然增加，从而使该区域与和它相邻的区域之间产生一个很大的浓度梯度。由于扩散效应，反应物 u 将会传播到与原激发区相邻的区域，并将它们拖向阈值以上，使得它们也被激发，这就形成了一个化学波峰。在波峰的背后被激发区会逐渐弛豫到被激发前的状态。从整体上观察，系统表现为一个孤立波从激发源向外移动。

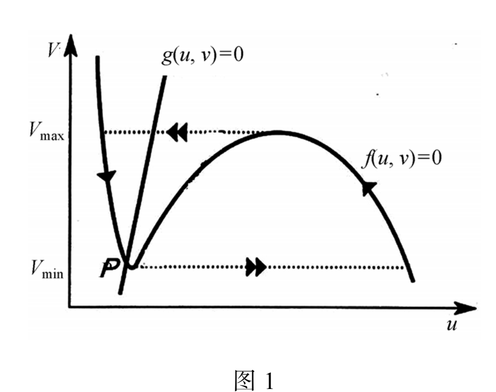


图 1

如果激发源处的激发是周期性的，系统表现为一连串的行波。在二维系统中如果激发源是一个点，系统会形成一个环状化学波向外扩张。如果这个点激发源是周

期性的，则可能观察到环状系列行波，或叫靶波。如果激发源是一条线，系统会形成一个平行线状波。波的行进方向与线的方向垂直。如果线状波断裂，就会形成螺旋波。作这样一个假想实验：首先制造一个线状波，然后将线波从中间切断并抹掉一小段，也就是说在线波上造两个端点。现在考察这时行波的动力学行为。如图 2 所示，在远离端点的区域，线波波锋的邻近点受左右两个方向上扩散而来的触发变量的影响，比较容易受激发，因而波速较高；而在端点区域，线波波锋的邻近点只受到来自一个方向上的触发变量的激发，激发强度相对弱小，因而波速较慢。这样，从总体上看，当线波向前移动时，端点的相对位置会有一个滞后。这个滞后使得线波在端点附近弯曲，线波的局部运动方向发生变化 (见图 2(b))。由于这种端点效应总是存在，随着时间的增长线状波会逐渐转变为螺旋波。在这里有两点需要进一步说明，第一，螺旋波与靶波不同，它不需要一个周期性的激发源，因而它是自维持的；第二，螺旋波的组织中心是一个点缺陷，系统所有的动力学行为都受这个点缺陷行为的左右。

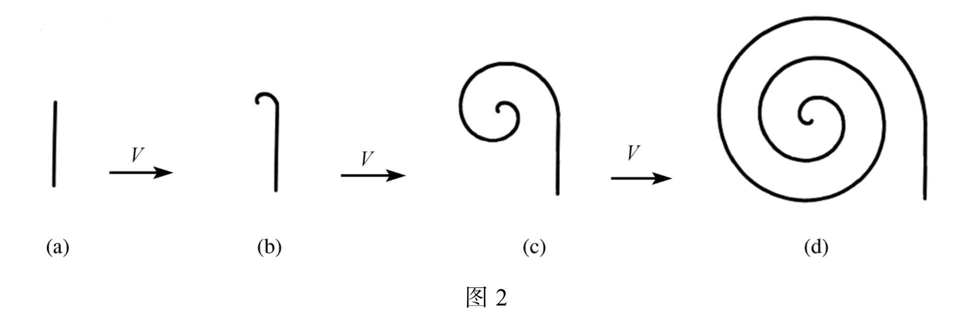
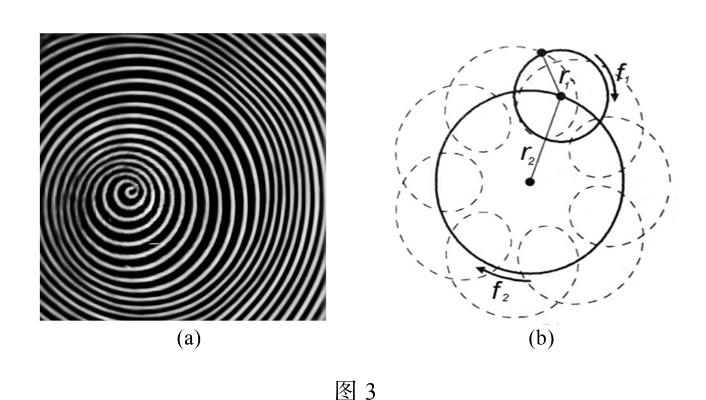


图 2

最简单的螺旋波是周期态螺旋波，它的端点沿一个小圆作周期运动。当控制参量改变时，这种周期性螺旋波可能失去稳定性。这时螺旋波的端点运动轨迹不再是周期性的，而被其他更为复杂的端点运动取代。在分岔点附近，人们首先观察到的是内圆滚线轨迹或外圆滚线轨迹。远离分岔点时，系统可能出现更为复杂的端点运动轨迹。左图是一个外圆滚型螺旋波斑图的例子，图 2(b)给出了这个螺旋波端点运动轨迹的示意图。人们知道，圆滚线由两个半径不同的圆以不同频率做圆周运动组成。半径为 r_1 的初级圆围绕半径为 r_2 的圆滚圆以 f_2 频率运动，同时以 f_1 频率自旋。在初级圆上的一点的运动轨迹即为圆滚线。当初级圆的自旋方向与圆滚圆的运动方向相反时有内圆滚线；当初级圆的自旋方向与圆滚圆的运动方向相同时有外圆滚线。当螺旋波的端点做“漫游”运动时，由于多普勒效应，在螺旋波端点运动方向前面的行波被压缩，在螺旋波端点运动方向后面的行波被伸长。这时螺旋波的周期和波长就不再是一个定值。每一个局部空间的振荡周期与波长都会随时间变化。当圆滚线的圆滚半径足够大时，多普勒效应开始变得明显起来。如果把图 2(a)中最大局部波长用线连接起来，则可得到一个大的螺旋波轨迹，叫超螺旋波轨迹。



(a) (b)

图 3

在一些条件下，当调制螺旋波端点的圆滚线轨迹足够大时，调制螺旋波会失稳并产生螺旋波混沌现象。这类失稳起源于螺旋波中心的一个小的区域。当失稳发生时，螺旋波的端点附近会产生出一对点缺陷来，新产生的点缺陷自组织形成新的螺旋波，而它们的端点又产生出一对新的点缺陷。随着时间的增加，系统中的点缺陷数目迅速增加至饱和，系统进入时空混沌状态。左图是这类失稳现象的一个实验观测。解释这类失稳现象的最好理论是多普勒失稳[14]。理论分析表明螺旋波的动力学行为服从色散关系。即螺旋波的波速与螺旋波周期的关系。对于一个具体的可激发系统，系统的螺旋波周期存在着一个最小值。当螺旋波周期小于此最小值时，系统不再支持螺旋波。一般来讲，周期螺旋波的周期总是大于色散关系所决定的临界周期的，这保证了螺旋波的稳定性。如果系统从周期螺旋波变为调制螺旋波，螺

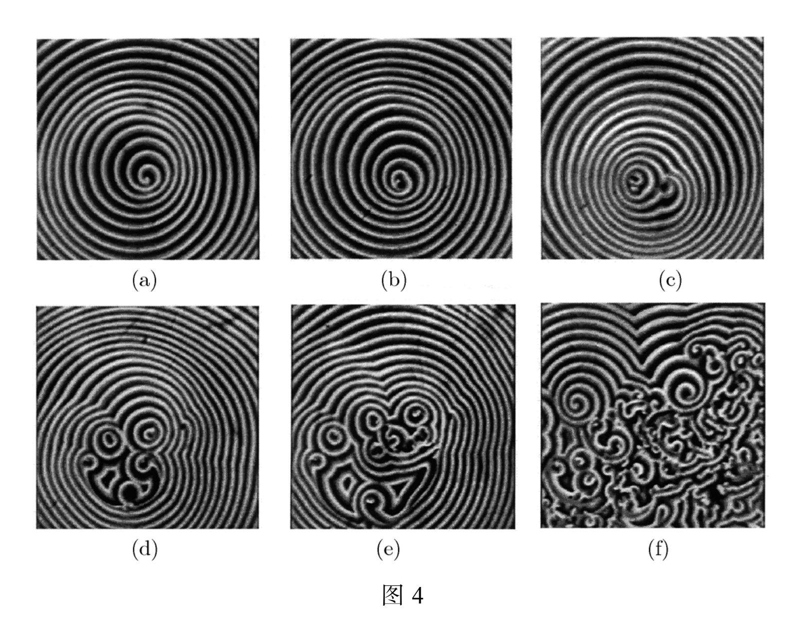

(a) (b) (c)
(d) (e) (f)

图 4

旋波端点开始大幅度漂移，多普勒效应开始出现。因而在螺旋波端点运动方向前面的行波被压缩，螺旋波的周期在这些区域内变短；在螺旋波端点运动方向后面的行波被伸长，螺旋波周期在这些区域内变长。在行波被压缩的区域内，螺旋波的局部周期可能会降低到临界周期以下。这时这些局部区域内的螺旋波会变得不稳定，产生出两个点缺陷来，见图 4(b)。每一个新产生的点缺陷会各自以自己为中心组织成新的螺旋波。这些螺旋波出于同样的机理又产生出新的缺陷点来(图 4(c))。这种正反馈过程将一直持续下去(图 4(d)(e)(f))，一直到整个系统被缺陷饱和。这就是一类螺旋波的失稳机制。

目前,非线性科学家已经对反应扩散系统中的螺旋波动力学行为有了大致的掌握。但更更深入的基础研究还正在探索中。例如：三维系统中的螺旋波结构及动力学。在二维系统中，螺旋波的组织中心是一个点缺陷，它的拓扑性质非常简单。在三维系统中，螺旋波组织中心变为一条线，理论分析与数值模拟表明，这个线缺陷可能存在复杂的拓扑结构与运动形式。由于心肌系统是三维的，必须充分了解三维系统中螺旋波的行为才能对心脏病学家提供更切合实际的理论图像。了解螺旋波的失稳机制以后，人们就能设计一些方案对系统进行干预，防止心颤现象的发生。

参 考 文 献

[1] Ecke R E, Yu Y, Mainieri R, et al. Science, 1995, 269: 1704-1707.
[2] Frisch T, Rica S, Coullet P, et al. Phys. Rev. Lett., 1994, 72: 1471-1474.
[3] Zaikin A N, Zhabotinsky A M. Nature, 1970, 225: 535-537.
[4] Lee K J, Cox E C, Goldstein R E. Phys. Rev. Lett., 1996, 76:1174-1177.
[5] Glass L. Physics Today. 1996, Aug: 40-45.
[6] Comacho P, Lechleiter J D. Science, 1993, 260: 226-229.
[7] Belmonte A, Ouyang Q, Flesselles J-M, J. Phys. II France, 1997, 7: 1425-1468.
[8] Murray J D. Mathematical Biology. Berlin: Spring-Verlag, 1989.
[9] Ammelt E, Astrov Y A. Purwins H G. Phys. Rev. E, 1997, 55: 6731-6740.
[10] Klausmeier C A. Science, 1999, 284: 1826-1829.
[11] Mendez V. Phys Rev E, 1998, 57: 3622-3624.
[12] Mandez V, Llebot J E. Phys. Rev. E., 1997, 56: 6557-6563.
[13] Fort J, Mendez V. Phys. Rev. E, 1999, 60: 5894-5901.
[14] Qi Ouyang, H L Swinney, G Li. Phys. Rev. Lett., 2000, 84: 1047-1050.

撰稿人：欧阳颀
北京大学物理学院

10000 个科学难题·物理学卷



化学稳定分子的有效减速与亚 mK 冷却问题

Efficient Slowing and Sub-mK Cooling of Chemically-Stabilized Molecules

自从 1999 年 Meijer 小组成功实现脉冲超声分子束的 Stark 减速与冷却，并获得温度为几个 mK 的冷分子样品以来,许多科学家试图从理论与实验上解决连续分子束的有效减速和分子温度为 3mK~3μK 的进一步冷却问题。非常遗憾,迄今为止,人们还没有看到解决此问题的希望。

由于分子具有复杂的内部能级结构和丰富的光谱信息,并且是保留物质化学属性的最小单位,是跨接物理学和化学及其他交叉学科的桥梁,故解决化学稳定分子的有效减速与冷却问题,并获得超冷的分子样品,不仅可为实现或研究化学稳定分子的 BEC、分子激光、费米分子量子简并、量子分子光学、非线性分子光学、冷分子化学、冷分子光谱学、冷分子芯片、冷分子光钟及冷分子量子计算等奠定实验基础，而且可推动冷分子物理、分子光学、分子光谱学、冷分子化学、量子光学和量子信息科学等学科的发展，带动相关学科的基础研究。

我们知道，激光冷却的基本条件：①必须存在一个简单的多能级系统(如二能级或三能级系统)；②在这多能级系统中光子的“吸收-辐射”跃迁循环必须是封闭的；③这一跃迁循环过程必须是耗散的，并且是可以多次重复的。由于中性原子在共振或近共振光场中较为稳定，而且能级简单，采用一个或两个激光束就能满足上述激光冷却条件，在大量的跃迁循环过程中实现光子与原子间动量的有效交换，从而实现原子的有效激光冷却，目前原子的激光冷却温度已达 ~3 nK。

然而，①由于分子能级相当复杂，即使是最简单的双原子分子，除了电子能级外，还有分子的振动与转动能级，因而难以用一个或两三个激光束来满足上述激光冷却要求的重复跃迁条件；②由于分子存在着 N 个自发辐射的衰减通道，即从分子激发态到电子基态的其他振-转能级的离共振荧光跃迁是不可避免的，阻碍了分子与光子间动量的有效交换，从而导致分子激光冷却的跃迁循环很快终止；③分子在近共振光场中容易被激光分解，导致分子的电离或不稳定；因此，有关“中性分子的激光冷却”至今尚未取得任何实验进展，目前仅停留在脉冲分子束的静电或光学 Stark 减速、能量低通滤波技术和缓冲气体冷却等非激光冷却的层面上，目前所获得的冷分子数目十分有限(仅为$10^4 \sim 10^5$量级),典型的分子冷却温度为 mK 量级。由此可见，欲解决这一问题的难度与意义有多大！

众所周知，当“激光冷却与囚禁技术”成功应用于“离子”与“中性原子”时，在 12 年内已经获得了三次(1989 年, 1997 年, 2001 年)诺贝尔物理学奖。最近，基于激光的精密光谱和飞秒光梳技术又获得了 2005 年度诺贝尔物理学奖。因此，人们不禁要问：当“激光冷却、囚禁与飞秒光梳技术”成功应用于中性分子和冷化学时，将会产生什么？这是非常值得我们深思的一个问题。

参 考 文 献

[1] Weinstein J D, et al. Nature, 1998, 395: 148.
[2] Bethlem H L, Berden G, Meijer G. Phys. Rev. Lett., 1999, 83: 1558.
[3] Bethlem H L, Meijer G. Int. Rev. Phys. Chem., 2003, 22: 73128.
[4] Rieger T, et al. Phys. Rev. Lett., 2005, 95: 173002.
[5] Fulton R, et al. Nature Phys., 2006, 2: 465.

撰稿人：印建平
华东师范大学物理系

原子体系中的多体 QED 题

Many-Body QED Problem in Atomic Systems

近年来精密谱学研究的进展对现有的原子理论提出了挑战。例如，Hessels 等给出 He 原子最低的 ^{3}P 态的精细结构的高精度测量结果[1]: $^3P_0$-$^3P_1$ 间距 n_{01} = 29 616 950.9(9)kHz。但是被公认的迄今最精确的理论计算结果[2, 3]为 29 616 946.4(2) kHz。两者之间存在明显偏差，考虑到文献[2], [3]是分别用 Bethe-Salpeter 方程[4]的α和αZ的幂展开的方法计算 QED 效应对 He 原子精细结构的修正(取到α^5阶)的，我们有理由认为上述高精度测量结果与“最精确”计算结果之间的偏差来源于理论处理不当。至少可以说，现有的关于原子精细结构的理论是不完全的，众所周知，现有的原子理论认为原子的精细结构来源于自旋−轨道相互作用(以及自旋−其他轨道相互作用)，将 QED 效应作为微扰修正(如同文献[2], [3]那样，或者用类氢公式[4]估算 QED 贡献)。

虽然 He 是除了氢原子以外的最简单的原子，但是其精细结构的准确处理也是一个复杂的理论问题，因为它要求从理论上同时处理: ①强电子关联; ②相对论效应; ③准简并(quasi-degeneracy); ④高阶 QED 效应。现有的 MCHF, MCDF 和 MBPT 等理论方法可以处理前两个或三个问题, 但是不能同时处理高阶 QED 效应，而标准的处理束缚态 QED 的 S 矩阵方法[5]却不能处理强电子关联和准简并问题。新近，Lindgren 等建立了所谓 Covariant evolution-operator (CEO)技术并与 MBPT 的 CCA 方法相结合[6,7]，试图解决这一问题。

另一方面，近年来随着能在实验室制备高电荷离子(HCI)的电子束离子阱(EBIT)等装置(原则上可以将自然界任何原子电离到任意电离程度)的问世，使高电荷离子研究不仅成为一个重要领域，而且带动整个原子物理进入一个新的发展阶段[8]。高电荷离子具有许多不同于中性原子或低离化原子体系的性质。特别是波函数向近核区的急剧收缩(即原子体系的尺度大为减小)，显著改变了体系中各种相互作用(物理效应)的相对重要性，这对现有的原子理论也提出了挑战。其中如何精确计算高电荷离子体系中的多体 QED 效应的贡献(不仅是对精细结构的贡献)，就是一个紧迫需要解决的问题。

参 考 文 献

[1] George M C, Lombardi L D, Hessels E A. Phys Rev Lett, 2001, 87: 173002.

[2] Drake G W F. Can J Phys, 2002, 80: 1195.

[3] Pachucki K, Sapirstein J. J Phys 2002, B 35: 1783.

[4] Bethe H A, ESalpeter E. Quantum Mechanics of One- and Two-electron Atoms. Berlin: Springer, 1977.

[5] Mohr P J, et al. Phys Rep, 1998, 293: 227.

[6] Lindgren I. Intn Quant Chem, 2006, 106: 2834.

[7] Lindgren I, et al. Phys Rep, 2004, 389: 161.

[8] Gillaspy J D. J Phys. B, 2001, 34: R93.

撰稿人：王治文

辽宁师范大学物理与电子技术学院

原子分子内部关联动力学实验观测

Experimental Observation of the Correlated Dynamics inside Atoms and Molecules

原子是构成物质的基元，分子、细胞、纳米材料以及物质的宏观效应都与原子本身的性质及原子之间的相互作用有密切关系。但是，原子并非最小的单位，它由原子核和围绕核运动的电子组成，现在我们知道，原子的性质主要由原子核外的电子的状态所决定，元素周期表就很好地反映了这个性质。目前，在原子尺度，对于相互作用势精确已知的静态体系，量子力学理论能够描述简单体系如氢原子的能级结构并达到非常高的精度，理论和实验也符合得非常好。氢原子的静态本征能级的精确度已经达到了 10^{-14}。然而，在复杂原子和分子内部，束缚电子以远大于 1%光速的速度运动，电子在原子内的平均运动周期的时间尺度一般在一个原子单位甚至更小(10^{-17}~10^{-18}s)，这些电子的运动是相互关联/纠缠的，它们是有序关联的、还是混乱的？由于电子是自旋为 1/2 的费米子，在多电子原子及分子内部高速运动的电子必须满足诸如海森伯原理、费米子自旋规则等。由于宏观上相同的原子具有完全相同的性质，它们之间是不可区分的，而且，给中性原子添加一个电子或者去掉一个或者多个电子而形成离子时，这些离子仍然具有完全相同的性质。因此，目前我们认为在原子分子内部电子的运动是高度关联的。电子间的关联是什么，电子间的运动通过关联是如何协调的？在处理复杂原子分子体系时，把在单粒子 Hartree-Fock 近似下无法处理的现象都归结为关联效应。但是这样的做法却无法说明原子分子体系的关联运动对自然界中高度关联的现象具有怎样的影响。例如，超导现象、分数霍尔效应、生物(分子)体系的功能、范德瓦耳斯力、化学键、玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)、氦双原子分子 He_2 的形成等。在这些关联运动的背后是否还有隐藏的变量才能够揭示它们的多体动力学？一方面理论上对于多体关联的处理面临极大的挑战，另一方面，实验也缺乏直接揭示这些内部关联运动的方法。迄今，没有实验直接观测到原子分子内部电子的运动。

由于原子分子内部电子的运动周期在亚飞秒量级，实验必须在超短时间尺度上(如亚飞秒 10^{-17}s 到阿秒 10^{-18}s)来瞬间“撕碎”关联体系，并且对关联体系的“扰动”尽可能小，从而保证出射碎片的动量非常接近碎裂瞬间关联体系中电子的真实动量。实验还必须能够同时测量碎裂过程产生的所有碎片的动量，这是实验技术面临的极大挑战。通过大量的“撕碎”和实验测量，才可能对初始关联动力学进行观

测。

目前，加速器提供的相对论离子束和快速电子束、高能光子以及超短超强激光脉冲，提供了“撕碎”原子分子关联体系的手段，结合多离子动量成像技术，有可能为揭示原子分子内部关联动力学作出贡献。

参 考 文 献

[1] Rescigno T N, Baertschy M, Isaacs W A, et al. Collisional breakup in a quantum system of three charged particles. Science, 1999, 286: 2474-2479.

[2] McCurdy C W, Rescigno T N. Practical calculations of quantum breakup cross sections. Phys Rev A, 2000, 62: 32712.

[3] Schmidt-Böcking H, Mergel V, Dörner R, et al. Polarization and ionization in atomic system// American Institute of Physics Conference Proceedings of Correlations. New York: American Institute of Physics, 2002. 604: 120.

[4] McGuire J H, Godunov A L, Tolmanov S G, et al. Time correlation in two-electron transitions produced in fast collisions of atoms with matter and light. Phys Rev A, 2001, 63: 052706.

撰稿人：马新文

中国科学院近代物理研究所

用超冷原子气体仿真超导体

Simulating Superconductor with Ultracold Atomic Gases

实验上发现铜氧化物高温超导已经有 20 多年了，但是高温超导的物理机制仍然是一个没有得到解决的重大物理问题。目前大多数物理学家认可的观点是传统的通过声子作为介质的库珀对机制不能解释高温超导。2008 年实验上发现的铁基超导体可能会对高温超导的物理机制提供新的解决线索。对于高温超导物理机制这一跨世纪难题，过去十多年超冷原子气体的实验和理论进展出乎意料地提供了探索高温超导物理机制的有重大潜在价值的新方法。

1995 年，通过激光冷却和蒸发冷却，人们将气态原子冷却到了百万分之一开尔文的超低温，并实现了玻色-爱因斯坦凝聚气体[1]。2001 年的诺贝尔物理学奖就授予给了实现玻色-爱因斯坦凝聚气体的 Cornell, Wieman 和 Ketterle。实现玻色-爱因斯坦凝聚气体以后，人们就开始关注超冷费米气体的基本性质。Jin 实验组首先在 1999 年将费米锂原子气体冷却到了简并温度以下。玻色子和费米子满足不同的量子统计性质。由于全同粒子的交换对称性，大量玻色原子可以处在同样的量子态；而费米原子满足交换反对称性，同一个量子态最多只能有一个费米原子存在。因此，在绝对零度时，费米原子将从最低能态开始向高能态一个个逐次排列。对于中性原子而言，由于质子、中子和电子的自旋量子数为 1/2，因此中子数为奇数时中性原子为费米子。

1999 年以后通过磁场 Feshbach 共振改变原子间相互作用以及在超冷原子气体中施加光晶格完全改变了超冷费米气体的研究面貌[2]。对于处在不同内部态的费米原子，人们发现通过施加不同的均匀磁场，在 Feshbach 共振磁场附近可以通过改变磁场强度任意调节费米原子间的相互作用。描述相互作用的散射长度既可为负，也可为正，甚至其绝对值可以远远大于原子间的平均距离。在散射长度为正的一边，费米原子可以配对为弱束缚的分子，从而形成分子玻色-爱因斯坦凝聚气体。在散射长度为负的一边，费米原子形成弱束缚的原子库珀对，从而形成费米凝聚体。在远低于费米简并温度以下，2003 年底到 2004 年初，人们已经成功观测到了分子玻色-爱因斯坦凝聚气体，并在绝热改变磁场强度下观察到了费米凝聚体到分子玻色-爱因斯坦凝聚体的转变(即 BCS-BEC 转变)。

最近，人们将光晶格施加在相互作用可调节的超冷费米气体上。光晶格由传播方向相反的激光造成的驻波场形成，该驻波场对原子将施加一个周期性的外势。此

周期性外势很自然地类比固体中电子感受到的正离子晶格导致的周期性势。甚至在稀薄气体情况下，原子间的相互作用和邻近格子间隧穿的竞争也将使得超冷原子气体成为一个典型的强关联体系。尤其是通过调节光晶格的强度、周期以及原子间的散射长度等，人们可以通过干涉条纹等信息直接研究超流到 Mott 绝缘态的量子相变等重要物理现象。2002 年，Bloch 实验组就玻色气体已经成功在三维光晶格中观察到了这一量子相变[4]。2006 年，Ketterle 实验组通过释放光晶格后量子气体干涉条纹的观察给出了光晶格中两组分超冷费米气体在原子配对后集体效应导致的超流行为[5]。该先驱性实验表明光晶格中的超冷费米气体很有可能模拟奥妙无穷的高温超导[6]。

铜氧化物高温超导体由一层层的铜氧方形结构形成。不掺杂时，由于电子之间的排斥相互作用，在基态中邻近的电子自旋方向相反，形成反铁磁态。这时电子之间不会配对，是一种 Mott 绝缘态。掺杂时，反铁磁态将受到破坏，电子之间可以配对，从而导致 d 波对称的超导相[6]。对于这样一个看起来很合理的物理图像，人们试图用二维 Fermi-Hubbard 模型来从第一原理出发进行研究。尽管 Fermi-Hubbard 模型看起来很简单，但是求解却极其困难。人们无法得到其解析解，甚至用目前最强大的计算机都难以得到完全可信的结果。从某种意义上讲，Fermi-Hubbard 模型是一个用经典计算机无法计算的问题。光晶格中的超冷费米气体恰好提供了求解 Fermi-Hubbard 模型从而探索高温超导物理机制的量子模拟器。尤其是该系统是一个非常干净的能够任意调节光晶格强度、周期以及原子间相互作用的物理系统，从而可以提供丰富的、甚至实际高温超导体无法提供的信息。

在 Fermi-Hubbard 模型的量子仿真道路上人们的实验工作才刚刚开始。首先，实验上要实现光晶格中两组分费米原子气体的“反铁磁态”，即每个格子中只有一个原子，邻近格子间原子的自旋不一样。这种量子态要求非常低的温度 T。邻近格子间的超交换相互作用能 J_{ex} 指邻近格子间原子间的耦合强度。当 $k_BT>J_{ex}$ 时(k_B 为波尔兹曼常数)，热运动将破坏气体的“反铁磁态”。因此，实现这种“反铁磁态”要求 $T<J_{ex}/k_B$。根据目前人们采用的物理系统，这要求温度在皮(10^{-12})开尔文区域。这是非常有挑战性的实验！目前，MIT 的 Ketterle 实验组和 Rice 大学的 Hulet 实验组在美国 DARPA(Defense Advanced Research Projects Agency)的资助下正建立实验装置向 Fermi-Hubbard 模型的量子仿真发起挑战。

实现光晶格中两组分费米原子气体的“反铁磁态”后，还需要进一步的冷却使得温度在临界温度以下实现 d 波超流。遗憾的是，目前的理论还不能给出此临界温度的确切值。类比高温超导，此临界温度应为 $0.1J_{ex}/k_B$ 的若干倍。这对实验提出了更大的挑战！另外一个挑战是如何在实验中观测超流行为。通过干涉条纹的观测可以提供检验整个系统长程序(相位相干)的比较直接的办法。通过高阶关联的技术有可能直接探索原子配对模式；此外，结合量子光学的双光子 Bragg 谱将有可能直接

测量原子配对的束缚能。

超冷原子物理是原子分子物理、凝聚态物理、量子光学和量子信息等学科的交叉领域。光晶格中超冷费米气体对高温超导的仿真将是今后若干年超冷原子物理最有意义、也最有挑战性的一个研究方向。物质系统趋向绝对零度的冷却是没有止境的。地球上冷原子实验室中原子气体的温度堪称整个宇宙中最低的温度(倘若没有更先进的其他文明)。我们期待向高温超导仿真的低温挑战不单对高温超导物理机制的认识起到实质性的推动作用,而且带来新的完全出乎预料的相互作用的量子多体现象。

参 考 文 献

[1] Eric A Cornell, Carl E Wieman. Scientific American, 1998, 3: 45.
[2] Wolfgang Ketterle, Martin W Zwierlein. http://arxiv.org/abs/0801.2500.
[3] 熊宏伟, 吕宝龙, 刘淑娟, 詹明生. 物理学进展, 2005, 25: 296.
[4] Greiner M, Mandel O, Esslinger T, et al. Nature, 2002, 415: 39.
[5] Chin J K, Miller D E, Liu Y, et al. Nature, 2006, 443: 961.
[6] Cho A. Science, 2008, 319: 1181.
[7] Lee P. A, Nagaosa N, Wen X G. Rev Mod Phys, 2006, 78: 17.

撰稿人：熊宏伟　詹明生
中国科学院武汉物理与数学研究所

广义相对论中的等效原理的实验检验

Experimental Test of the Equivalence Principle in General Relativity

从牛顿时代起，人们就已假设，物体的惯性质量和引力质量的比值对于各种物质都是一样的。如果这个假设正确，则所有的自由落体均具有相同的加速度。这个假设在现代文献中一般被称作弱等效原理。弱等效原理是广义相对论的前提，在现代的引力理论中扮演重要角色[1]。弱等效原理的违背或牛顿引力的平方反比定律的偏离可能导致除了引力、电磁力、弱力、强力这四种基本相互作用力之外的第五种相互作用力(寻找第五种力仍然是目前探测弱等效原理违背实验的一个重要目标[2])。到目前为止，对弱等效原理的检验，地面上实验精度达到 10^{-13}。NASA 和 ESA 目前进行的太空实验，有望近期内将实验精度提高到 10^{-18} [3, 4]。地面的实验，特别是使用原子干涉仪进行的实验，有望将实验精度提高到 10^{-15} [5]。

两种质量相等这个经验事实，在爱因斯坦指出它可以借助不同参考系的等效性来理解以前，在整个理论物理学中都找不到说明。爱因斯坦将等效原理表述为，在任意引力场里的每一个时空点，有可能选择一个“局部惯性系”，使得在所讨论的那一点附近的充分小的邻域内自然规律的形式，与没有引力场时在未加速的笛卡儿坐标系里具有相同的形式。一般地，我们也可以把这个表述分为“强等效原理”和“甚强等效原理”，它们之间的区别在于表述中的“自然规律”是否包含引力规律本身，如果包含则叫做“甚强等效原理”。等效原理在引力场中的应用，将直接导致爱因斯坦引力场方程的发现。20 世纪 60 年代，物理学家从分析等效原理出发，提出了一个比广义相对论更广泛的引力理论框架[6]。从这个方面看，强等效原理的实验验证对广义相对论是否严格成立具有重要意义。一般来说，检验强等效原理的实验分为三步：弱等效原理的检验、局域洛伦兹不变性的检验(目前的实验精度已经超过 10^{-20})和局域位置不变性的检验(引力红移的实验精度达到 10^{-5})[3, 4]。另一方面，关于惯性起源的问题，爱因斯坦等效原理和 Mach 原理是有分歧的，根据 Mach 原理，局部物体的惯性可能是各向异性的。Hughes-Drever 实验[7]表明至少在 10^{-20} 精度内，局部物体的惯性应该是各向同性的。这个实验对等效原理非常有利。

另外一个重要而有趣的问题是负质量问题。无论是牛顿引力理论还是相对论引力理论都没有排除负质量的存在。如果确有证据表明负质量的存在，将对等效原理甚至整个科学界产生重要影响。Bondi 和 Schiff 曾对这个问题进行过仔细的考虑[8]。

虽然目前的实验结果都没有违背等效原理，但是在目前的实验精度上，理论上

的一些其他可能情况并没有被完全排除。因此，无论是寻找四种基本相互作用之外的第五种相互作用，或者是寻找引力量子化的理论，以及寻找大统一的理论，都需要对等效原理进行进一步的理论和实验的研究。

参 考 文 献

[1] Dicke R H. Rev Mod Phys, 1957, 29: 355.
[2] Fischbach E, Talmadge C. Nature, 1992, 356: 207.
[3] Will C M. Living Rev Relativity, 2006, 9: 3.
[4] Turyshev S G et al. Int J Mod Phys D, 2007, 16 (12a): 1879.
[5] Dimopoulos S et al. Phys Rev Lett, 2007, 98: 11102.
[6] Dicke R H. The Theoretical Significance of Experimental Relativity. New York: Gordon and Breach Science Publisher,1964.
[7] Hughes V W et al. Phys Rev Lett, 1960, 4: 342.
[8] Bondi H, Rev Mod Phys, 1957, 29: 423; Schiff L I. Phys Rev Lett, 1958, 1: 254.

撰稿人：张保成　詹明生
中国科学院武汉物理与数学研究所

高温稠密物质结构

Structures of Hot and Dense Matters

处于常温、常压下的物质形态有气态、液态和固态等，在高温下物质还可以呈现等离子体态，在恒星内部、重的行星内部、发生核爆炸等条件下，物质会处在极高温度和极高密度的状态。常态下的物质结构实验研究手段丰富，理论发展比较成熟。燃烧、气体放电，甚至包括磁约束核聚变装置中的高温等离子体理论和实验研究手段也比较系统。而所谓自然存在的高温稠密物质通常仅存在于恒星内部或者重的行星内部，人类通过核爆炸、强激光、高能粒子束、Z-pinch 等技术手段可以在极短的时间内产生高温稠密物质，所以对高温稠密物质的实验研究及其困难，认识及其有限，而高温稠密物质的结构因为原子核运动和电子运动的强烈耦合而变的极其复杂，如图 1 中右上角的红方区域和中部的蓝色区域。

热稠密等离子体的结构和常态的固体和液体均有很大差别，固体中离子的空间结构是固定的，常态液体中分子的空间结构是短程有序的，而且电子结构和分子之间空间结构的耦合很弱，自由电子的作用几乎可以忽略。而在热稠密物质中电子－离子耦合具有很强的动态特征，离子的空间结构是动态的，由于失去了周期性结构，电子状态没有确定的能带结构、而是表现出能级的分裂和移动、电离阈附近的自由电子有明显的局域化特征。虽然在热稠密物质中也有可能出现短程有序结构，但是离子空间结构的动态变化是其主要特征，电子运动和离子运动不同时间尺度运动的耦合很强，有大量的电子激发和电离，而且电离电子的分布对离子之间的相互作用有很重要的影响。

强激光脉冲技术为实验室中产生热稠密等离子体提供了条件，同时也为测量热稠密等离子体的性质提供了手段[1,2]，利用激光产生的等离子体，人们测量了热稠密等离子体的吸收谱和辐射不透明度[3]。利用 100fs 的激光脉冲产生强耦合碳等离子体，通过测量其类氦和类氢离子的 K 壳层辐射光谱，显示出极强的压致电离和谱线重叠，结果显示用于描述通常等离子条件下压致电离的 Debye-Huckel 模型不能被应用于强耦合等离子体[4]。利用 150fs 的激光脉冲产生强耦合铝等离子体，通过测量其类氦和类锂离子的 K 壳层辐射光谱，同样发现了非常强的谱线重叠和谱线红移[5]。

这些问题吸引了国际上一批原子分子物理学家的目光，使得极端条件下的原子

分子物理学成为目前原子分子物理学研究的一个热点和前沿。量子分子动力学(或者第一原理分子动力学)[6], 量子蒙特卡罗等[7]理论方法被人们用来研究高温稠密物质的电子结构、电导率、状态方程等性质。人们研究了利用 X 射线的 Compton 散射测量稠密等离子体中离子外壳层电子的分布变化[8]，也有人利用超快超强激光和等离子体相互作用产生的高次谐波(XUV)对等离子体的结构进行高时间分辨的测量[1, 9]，甚至有人尝试利用时域太赫兹(THz)辐射测量高温稠密物质的电导率等[10]。

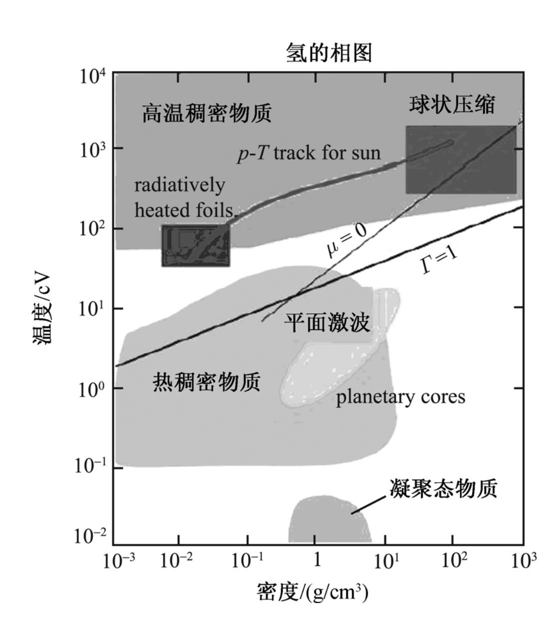


图 1　氢在不同温度和密度下的区域划分示意图

参 考 文 献

[1] Dobosz S, et al. Phys Rev Lett, 2005, 95: 025001.

[2] Recoules V, et al. Phys Rev Lett, 2006, 96: 055503.

[3] Perry T S, et al. Phys Rev Lett, 1991, 67: 3784.

[4] Nantel M, et al. Phys Rev Lett, 1998, 80: 4442.

[5] Saemann A, et al. Phys Rev Lett, 1999, 82: 4843.

[6] Holst B, Redmer R, Desjarlais M P. Phys Rev B, 2008, 77: 184201; Horner D A, Kress J D, Collins L A. Phys Rev B, 2008, 77: 064102.

[7] Dharma-wardana M W C, Murillo M S. Phys Rev E, 2008, 77: 026401; Su J T, Goddard W A. Phys Rev Lett, 2007, 99: 185003.

[8] Sahoo S, et al. Phys Rev E, 2008, 77: 046402.

[9] Krushelnick K, et al. Phys Rev Lett, 2008, 100: 125005.

[10] Kim K Y, et al. Phys Rev Lett, 2008, 100: 135002.

撰稿人：袁建民
国防科学技术大学理学院

高温稠密物质辐射不透明度

Radiative Opacity of Hot and Dense Matters

辐射不透明度是核武器设计、惯性(磁)约束聚变、天体物理、X 射线激光以及宇航科学等研究领域中不可缺少的物理量，其意义主要体现在：

(1) 为热辐射能量输运过程提供热传导系数，如恒星内部的热辐射输运。对处于局域热动平衡的高温稠密物质，光性厚系统的辐射能流与 Rosseland 平均不透明度有关，光性薄系统的体积能量发射率与 Planck 平均不透明度有关。在惯性约束聚变、磁约束聚变、X 射线激光以及天体物理等研究中，凡涉及光辐射能量输运与分配时，都必须使用不透明度这一物理量。

(2) 不透明度是研究高温稠密物质状态特性的重要物理量。由于不透明度是描述热稠密物质辐射性质的物理量，光谱分辨的不透明度与辐射流体力学结合，可以得到等离子体系统的温度、密度、电离态分布以及平均电离度随时间的变化等信息。因此在等离子体状态诊断方面，不透明度具有重要的应用。

(3) 为天体物理和相关研究提供所需要的物理参数。例如，恒星演化模型依赖于不透明度的准确程度，在有些问题的研究中，不透明度的微小误差就有可能造成恒星演化的理论结果完全改变。而对等离子体的辐射输运而言，从宏观上来看，不透明度直接进入辐射输运方程从而成为支配辐射输运过程的基本物理量。

由于高温稠密物质辐射不透明度在上述诸多研究领域的重要性，世界各国投入了大量的人力、物力开展了大量的理论与实验工作，近 20 年来，随着惯性约束核聚变、核武器的小型化设计、X 射线激光等大量大型工程的需求，引发了人们对辐射不透明度研究新的热情。美国等一些发达国家试图在实验室中利用准确的物理参数进行核爆炸的理论模拟，对核弹进行小型化、精确化设计，其中的关键参数之一就是辐射不透明度。另一方面，高功率激光技术、计算机技术的飞速发展，为不透明度的实验和理论研究注入了强大的活力。例如，美国的 NOVA 高能激光装置和我国的神光系列高能激光系统、美国正在建造的“国家点火装置”等重大科学活动，都把辐射不透明度作为重要的研究内容之一。我国的“神光”装置也将辐射不透明度作为重要的研究内容之一。

然而，由于人们对于高温稠密物质结构和辐射跃迁过程的认识相当有限，试验研究的难度非常大，获得高精度的高温稠密物质辐射不透明度参数，仍然是未来相当长时间物理学理论和实验研究努力的方向。

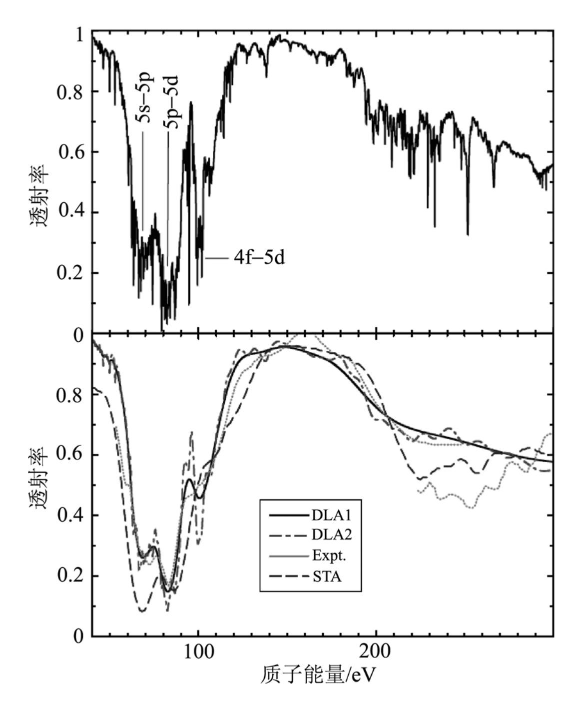


图 1　金等离子体 X 射线透射吸收谱[6]

参 考 文 献

[1] Lee R W, Petrasso R, Falcone R W. Science on high-energy lasers: from today to the NIF. 1995, UCRL-ID-119170.

[2] Dobosz S, et al. Phys Rev Lett, 2005, 95: 025001.

[3] Recoules V, et al. Phys Rev Lett, 2006, 96: 055503.

[4] Edwards M H, et al. Phys Rev Lett, 2006, 97: 035001.

[5] Bailey J E, et al. Phys Rev Lett, 2007, 99: 265002.

[6] Zeng J L, Yuan J M. Phys Rev E, 2006, 74: 025401(R); Phys Rev E, 2007, 76: 026401.

撰稿人：袁建民

国防科学技术大学理学院

非玻恩-奥本海默近似问题

Non Born-Oppenheimer Approximation

原子分子是物质世界构成最重要的基本层次。原子、分子是由原子核和电子构成的，它们的电子运动可以由量子力学定律描述。如果描写原子、分子的量子力学方程能够精确求解，则原子的性质、由原子如何构成分子、构成的分子的性质以及分子如何反应生成新的分子则能够预言。然而描述实际原子分子体系的量子力学方程是复杂的，以至于只有少数最简单情况下可以精确求解。因此，长时间以来科学家们不断地提出各种物理近似，发展求解量子力学描述原子分子的 Schrödinger 方程的有效方法。Born-Oppenheimer 近似就是处理与分子相关的电子结构和光谱问题的重要近似方法。这种近似是由美国著名物理学家、后来成为原子弹之父的 Oppenheimer 和他的导师、德国著名物理学家 Born 在 1927 年共同提出的[1]。Born-Oppenheimer 近似基于电子与原子核的质量相差极大，即由此产生的极为不同的电子和核运动时间尺度以及变换到空间上出现的分子的电子量子态空间远大于分子内部原子核运动空间的事实。Born 和 Oppenheimer 提出，在求解分子体系的 Schrödinger 方程时分子内部电子运动和核运动可以分离开来加以考虑，即在这种近似下考虑电子运动时，可以把核相对位置看作固定的(核静止)，电子在一个以核坐标为参量的势场中运动，也就是说，当原子核的分布发生微小变化时，电子能够迅速调整其运动状态以适应新的核势场；而在考虑核运动时，由于原子核对电子在轨道上的迅速运动不敏感，电子运动的影响被处理为一个时间平均的势场。因此分子体系的波函数能够表述为核运动波函数和电子运动波函数之积。Born 和黄昆在其著作中[2]在理论上将这一近似表述为更为实用的形式。Born-Oppenheimer 近似的建立，使得处理真实分子体系成为可行，在这一基础上大量现代分子物理、化学反应动力学的问题得到了很好的解决。然而，必须承认的是，这种近似在一些相关的物理和化学现象的解释中，包括新近观察到的一些光化学过程(如 Renner-Teller 或 Jahn-Teller 效应、解离电离、角锥交叉等)、电荷转移反应、高温超导、表面反应的电子过程等，都出现不适用的情况[3~5]。这些问题的出现一方面表明在自然界许多情况下实际分子体系中电子运动与核运动有着很强的相互作用不可忽略，另一方面也体现着随着科学技术的进步人们观察自然界的能力的不断进取，推动了对分子过程的本质更为深入的理解。

一直以来科学家在解决这些非 Born-Oppenheimer 近似问题中做出了大量努

力。理论上处理非 Born-Oppenheimer 近似问题时经常首先计算 Born-Oppenheimer 近似下的电子运动或核运动，然后使用非 Born-Oppenheimer 近似项加以修正。事实上，Born-Oppenheimer 近似产生的误差正比于电子质量和核质量之比的幂次，因此由于质量效应产生的非 Born-Oppenheimer 近似问题成为一类，特别是对于一些奇异分子体系(如由 μ 介子和 2 个质子构成)。同样，对于轻分子来说这种修正的考虑显得相对重要。例如，已有研究发现这一修正项对 CH_2 分子的单−三重态劈裂的贡献大于零点振动或相对论修正[6]。更精确的处理非 Born-Oppenheimer 近似问题需要完全脱离这种近似来解 Schrödinger 方程，特别是对于解决电子非绝热运动相关的一类非 Born-Oppenheimer 近似问题。在 20 世纪 60 年代就有人试图针对最简单的分子体系 H_2^+求解考虑到电子运动−核运动耦合的 Schrödinger 方程[7]，多年以来这种尝试取得了很大进展。目前已经发展考虑到非 Born-Oppenheimer 近似的密度泛函理论(DFT)、分子力学理论(MD)等[8]。实验研究在解决非 Born-Oppenheimer 近似问题中有着重要的作用，特别是近 10 年以来各种精密谱学技术的发展使得实验观测能力有了很大的提高。其中卓有成效的技术包括超快光谱技术、动量成像技术和符合测量技术等。飞秒激光产生以后，人们已经能够直接测量核波包的运动，为确认非 Born-Oppenheimer 近似过程提供直接证据。近年发展的阿秒脉冲激光技术，更使得人们有望能够直接观测电子的运动过程，将对非 Born-Oppenheimer 近似问题的认识起到重要影响。电子−离子动量符合成像方法也为认识电子运动与核运动的关联性提供了强有力的工具[9]。因此可以预见，随着科学技术的发展，与非 Born-Oppenheimer 近似相关的许多重要问题将被有效地解决。

参 考 文 献

[1] Born M, Oppenheimer R. Zur quantentheorie der molekeln. Ann. Phys., 1927, 389(20): 457-484.

[2] Born M, Huang K. Dynamical Theory of Crystal Lattices. New York: Oxford University. 1956.

[3] Bowman J M. Chemistry-Beyond Born-Oppenheimer. Science, 2008, 319(5859): 40-41; Garand E, Zhou J, Manolopoulos D E, et al. Nonadiabatic interactions in the Cl+H_2 reaction probed by ClH_2- and ClD_2- photoelectron imaging. Science, 2008, 319(5859): 72-75.

[4] Che L, Ren Z F, Wang X G. et al. Breakdown of the Born-Oppenheimer approximation in the F+o-D_2 → DF+D reaction. Science, 2007, 317(5841): 1061-1064.

[5] Koppel H, Cederbaum L S, Domcke W, et al. Symmetry breaking and non-Born-Oppenheimer effects in radical cations. Angew Chem, 1983, 22(3): 210-224.

[6] Handy N C, Yamaguchi Y, Schaefer H F. The diagonal correction to the Born- Oppenheimer approximation: Its effect on the singlet-triplet splitting of CH_2 and other molecular effects. J Chem Phys, 1986, 84: 4481-4484.

[7] Kolos W, Wolniewicz L. Nonadiabatic theory for diatomic molecules and its application to the hydrogen molecule. Rev, Mod. Phys, 1963, 35: 473.

[8] Jasper A W, Nangia S, Zhu C, et al. Non-Born-Oppenheimer molecular dynamics. Acc Chem. Res, 2006, 39: 101-108; Cafier M, Bubin S, Adamowizl. Non-Born-Oppen- heimer calculations of atoms and molecules. Physical Chemistry Chemical Physics, 5: 1491-1501.
[9] Zewail A. Femtochemistry: Atomic-scale dynamics of the chemical bond using ultrafast lasers. Nobel Lecture, Angew Chem, Int Ed Engl 2000, 39: 2586-2631.
[10] Itatani J, Levesqye J, Zeidler D, et al. Tomographic imaging of molecular orbitals. Nature, 2004, 432: 867-871.
[11] Dörner R, Mergel V, Jagutzki O, et al. Cold target recoil ion momentum spectroscopy: a momentum microscope to view atomic collision dynamics. Physics Report, 200, 330: 95-192.
[12] Ueda K. High-resolution inner-shell spectroscopies of free atoms and molecules using soft-X-ray beamlines at the third-generation synchrotron radiation sources. Journal of Physics B-atomic Molecular and Optical Physics, 2003, 36(4, R1).

撰稿人：丁大军
吉林大学原子与分子物理研究所

超冷原子芯片

Atom Chips and Their Applications

以激光冷却、俘获原子为代表的冷原子技术近 20 年来发展迅速。现代微加工技术可以将实验器件集成在微型芯片——原子芯片[1]上，为冷原子实验提供了更好的实验环境，也使得其微型化和集成化成为可能。平面基底上的微结构，包括导线、电极、永磁体、光学腔等器件，提供了比宏观实验更极端的电磁场条件，更有利于实现对冷原子的俘获、约束和操作。同时微型和集成化的系统又大大提高了相关技术的应用前景。原子芯片的应用前景包括了物质波干涉仪、微型原子钟、量子信息处理和低维量子气体研究。原子芯片还和离子芯片有着紧密的联系，并与之在量子信息处理上有许多共通之处。但是这些应用通常要求很长的量子相干时间，还要求对少数，甚至单个原子的特定量子态进行高效操作。所以，原子芯片的设计、加工和运用，都充满了机遇和挑战。

以原子的冷却和俘获为例，原子芯片中，导线和基底的紧密接触和基底良好的导热性质，大大提高了导线的散热性能和载流密度，电流密度已经提高到 10^7 A/cm^2，远远大于普通线圈的载流能力[2,3]。由于磁场梯度的大小和导电线路的线度的平方根成反比，微型化的线路使得磁阱能够提供更强的束缚势场。同时微导线间，有限电压差也可以产生巨大的静电场，交变电流附近会产生强辐射场。这极大地方便了对于原子自由度的操作。原子芯片本身的平面反射特性，还可用于 Mirror-MOT 技术；如果将 MOT 线圈集成在芯片上，可进一步减少外围磁场线圈，为实现复杂的芯片结构和简化外部实验装置提供方便。

目前原子芯片的研究已经取得了一些开创性的成果，如实现了铷原子的玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)[4]，钾原子的费米简并[5]，准一维铷原子 BEC[6]和原子与芯片表面相互作用[7]等研究。最近 J. Schmiedmayer 的小组制作出了具有双层结构的原子芯片，并以此实现了尺度比大于 1000 的准一维 BEC 和其上的 dimple。这推进了多层、复杂原子芯片和相应的原子操作的研究；它对于实现原子在势阱阵列中的隧穿和相干特性，以及量子信息操作很有意义。

另外，基于原子芯片的 CQED 实验也在迅速发展。置于微型 Fabry-Perot 腔中的原子和腔中的光子有非常强的相互作用，实验上已经实现了光腔中光子和原子的耦合远大于光子在光腔中的寿命和原子的自发辐射寿命[8]。光腔同时可以改变原子自发辐射系数的数值，影响了原子激发态的寿命。集成在芯片上的 CQED 可能会

成功延长原子能级的寿命和相干时间，并让其作为量子信息载体——量子比特，最终通过集成化使实现量子计算成为可能。

物质波干涉仪是另一个原子芯片的重要研究方向[9]。通过实现 BEC 或费米简并的原子团的分束和汇聚，可以实现物质波的干涉，进而通过干涉图像的变化来实现对转动、重力和磁场等多种物理量的精密测量。原子芯片的强约束作用，将有助于实现稳定的相干原子波导，大大提高物质波干涉仪的灵敏度[10,11]。

原子芯片的加工精度是芯片制作中的一个重要问题。虽然通过成熟的电子束刻蚀技术，芯片的边沿不确定性和金属结构的颗粒大小已经达到 80 nm 左右，但其精度和复杂度还远不足以实现原子芯片的广泛应用。比如导线的非均匀性就导致了准一维 BEC 原子气团的断裂。但反过来，通过观测这种断裂或者其他由芯片缺陷造成的 BEC 分布，我们可以重构出电磁场进而分析芯片的缺陷结构，制作出用超冷原子实现的“磁场测量仪”和“导线表面分析仪”，其灵敏度将远优于现有技术。

综上，原子芯片是结合了现代物理学、电子技术和先进微加工技术的新兴研究方向。它在验证基本物理理论和具体科学应用上都有巨大而乐观的前景。

参 考 文 献

[1] József Fortágh, Claus Zimmermann Rev Mod Phys, 2007, 79: 235
[2] J Reichel, et al. Phys Rev Lett, 1999, 83 : 3398.
[3] R Folman, et al. Phys Rev Lett, 2000, 84 : 4749 (2000).
[4] W Hänsel, et al. Nature, 2001, 413, 498.
[5] S Aubin, et al. Nature Physics, 2006, 2 : 384-387.
[6] Yves Colombe, et al. Nature, 2007, 450 : 272.
[7] S Aigner, et al. Science, 2008, 319 : 5867.
[8] S Hofferberth, et al. Nature, 2007, 449: 324.
[9] M Kasevich. Science, 2002, 298: 5597.
[10] T Schummet. et al. Nature Physics, 2005, 1 : 57.
[11] Günther, et al. Phys Rev Lett, 2007, 98:140403.

撰稿人：王如泉
中国科学院物理研究所

中子星高能辐射的观测研究

Observational Investigations on High-Energy Radiation from Neutron Stars

1. 中子星

大质量恒星死亡后通过超新星爆发遗留下的残骸——中子星是目前已知的宇宙中最为致密的天体。一颗质量与太阳质量相当的中子星，半径仅为 10km 左右，密度高达 10^{14}~10^{15}g · cm^{-3}，超过原子核的密度。根据目前的核物理和粒子物理学知识人们还不能确定中子星内部究竟是由什么样的基本粒子组成的、它们的状态方程如何。因此，从天文观测的角度研究中子星对了解在强引力场和超高密态物质的物理规律有重要的科学价值。从研究方法来讲大致可以分为两种：一种是直接观测来自中子星表面的辐射，另一种是观测吸积中子星的快速光变现象。通过对能谱、光变信号特征的分析，对中子星的大小和结构提出限制。需要指出的是，高能辐射、尤其是 X 射线的辐射在这里起到了至关重要的作用。

2. 孤立中子星高能辐射的观测

目前已知的绝大部分中子星是在射电波段观测发现的，但近 10 年来利用地面和空间望远镜的观测在更高能段发现的孤立中子星数目越来越多。除了少数射电脉冲星外，在一些射电宁静的中子星也探测到 X 射线和光学辐射。这些中子星包括反常 X 射线脉冲星、X 射线暗弱孤立中子星和个别软伽马射线复现源。来自中子星表面的辐射、尤其是 X 射线和光学波段的辐射蕴含了来自中子星表面的丰富的物理信息，而现代的空间望远镜在 X 射线波段具有极佳的灵敏度，提供了高分辨的能谱和光变信息，使得光谱和时变分析成为可能。例如，观测来自孤立中子星表面的热辐射可以检验中子星的结构和演化；软伽马射线复现源、X 射线暗弱的孤立中子星和射电脉冲星 X 射线光度的差异可能与中子星质量和内部加热机制有关等。因此孤立中子星高能

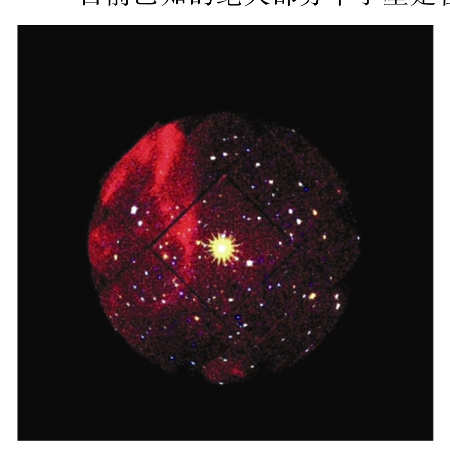


图 1　XMM-Newton 望远镜拍摄的中子星 1E1207.4-5209 的 X 射线像

辐射的观测提供了研究中子星结构以及解决中子星超高密核心区物态这个悬而未决的问题的一个重要方法。

3. 吸积中子星快速光变的观测

吸积中子星位于双星系统中,通过俘获来自正常恒星作为伴星的物质产生高能辐射。被吸积的物质通常以一个盘状结构围绕在中子星周围,通过黏滞作用逐渐向内旋进。对一个半径为 10km 的中子星，绝大部分由引力势能释放产生的辐射在100km 以内的区域。由于吸积流通常是湍动的，它的辐射也因此变化。这种光变可以用来探测吸积流动力学和中子星的大小。例如，在 1.4 倍太阳质量的中子星周围作开普勒运动的特征速度是$(GM/R)^{1/2}$~0.5c(c 为光速)。相应地，一个在距离中子星10km 处的小团块运动的特征时标是$(R^3/GM)^{1/2}$~0.1ms，在 100km 处是~2ms。目前在 20 多个中子星小质量 X 射线双星中发现了多种准周期振荡成分，其中频率最高的达到上千赫兹。这些毫秒量级的动力学时标是目前已知天体中最短的，也是描述中子星致密程度的最基本的方式之一。

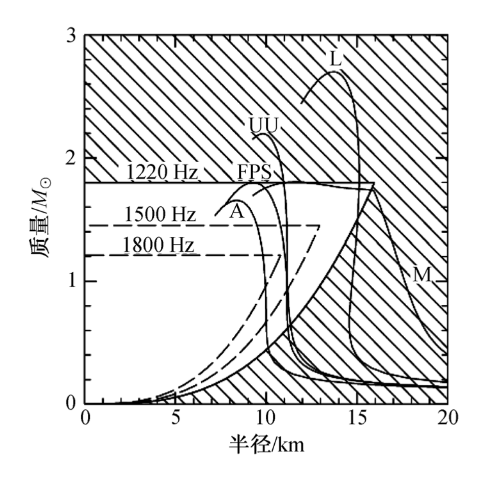


图 2　利用轨道运动频率对中子星质量半径关系的限制

图中实线是理论预言的中子星质量半径关系，由观测限制的中子星质量半径分布的允许范围图中是左下方虚线(对应不同频率)包围的区域

参 考 文 献

[1] Kaspi V M, Roberts M S E, Harding A K. Isolated Neutron Stars, in Compact Stellar X-ray Sources. Cambridge: Cambridge University Press, 2006: 279.

[2] Zavlin V E, Pavlov G G. Modeling on star atmospheres//Proceedings of the 270 WE-Heraeus Seminar on Neutron Stars, Pulsars, and Supernova Remnants. MPE Report 278. // Becker W, Lesch H, Trümper J. Garching bei München: Max-Plank-Institut für extraterrestrische Physik，2002: 263.

[3] Tsuruta S, Recent developments in neutron star thermal evolution theories and observations// International Symposium on Origin of Matter and Evolution of Galaxies 2005: New Horizon of Nuclear Astrophysics and Cosmology. AIP Conference Proceedings, 2006, 847: 163.
[4] van der Klis M. Millisecond oscillations in X-ray binaries. ARA&A, 2000, 38: 717.
[5] van der Klis M. Rapid X-ray Variability, in Compact Stellar X-ray Sources. Cambridge: Cambridge University Press, 2006: 39.

撰稿人：李向东
南京大学天文学系

宇宙中的中微子

Neutrinos in the Universe

为了解释β衰变中“能量不守衡”的问题，泡利在1930年提出了中微子的假学。1933年费米提出了弱相互作用的理论。1956年美国物理学家雷尼斯直接通过实验的办法证实了中微子的存在。20世纪60年代，温伯格、萨拉姆和格拉肖在规范场理论的框架下，建立了电磁相互作用和弱相互作用的统一理论。弱电统一理论预言的传递弱相互作用的中间玻色子$W^{\pm}$和Z^0粒子于1983年在欧洲核子中心的高能加速器上被发现。

在早期宇宙和恒星的内部等高温高密的极端天体物理环境下,中微子过程非常重要，甚至占主导地位，是研究中微子物理学的理想实验室。例如，中微子的存在会对宇宙的能量密度有贡献，影响宇宙的膨胀速度，从而影响宇宙轻元素的合成。通过宇宙早期的核合成理论的研究和宇宙原初核氦丰度的观测,得到中微子的代数$1.61 < N_{\nu} < 3.30$，对N_{ν}给出了严格的限制。在物质为主时期，有质量中微子将改变物质扰动的功率谱型，特别是抑制扰动的幅度。最近，结合WMAP对宇宙微波背景五年的观测、重子的声速振荡以及Ia型超新星的观测，天体物理学家给出了所有种类中微子总质量的上限为0.61电子伏特(95%置信度)，同时独立给出了中微子的种类为$N_{\nu} = 4.4 \pm 1.5$ (68%置信度)。超新星1987A爆发时，地面的中微子探测器记录下了少量的中微子事件。结果发现，高能的中微子早到，显示中微子是有质量的，数据拟合给出中微子的质量上限为16eV(95%置信度)。对太阳中微子的观测发现，来自太阳的中微子只有理论计算值的三分之一，即著名的太阳中微子短缺的问题。太阳中微子短缺的问题可以用唯象的中微子振荡的理论模型来解释，但前提是必须假设中微子有质量。太阳中微子和地面核反应堆中微子的实验给出中微子不同本征态间的平方质量差$\Delta m_{12}^2 \approx 8 \times 10^{-5}\,\mathrm{eV}^2$，大气中微子和加速器束流实验给出$\Delta m_{32}^2 \approx 3 \times 10^{-3}\,\mathrm{eV}^2$。

中微子与物质的相互作用在理解天体物理中的高能现象起着非常关键的作用。这些高能现象主要包括超新星爆发和伽马射线暴。超新星爆发在古代就被观测到并记录下来，但是，核坍缩超新星爆发的机制目前还很不清楚。不过，可以肯定的是，中微子在其中起着决定性的作用。1934年，巴德和兹威基提出了中子星形成于大质量恒星演化晚期的超新星爆发过程中。中子星的引力结合能比核结合能要大10倍之多，其中99%的引力结合能以中微子的形式释放。天体物理学家猜测核坍缩

超新星爆发的基本物理图像是，在大质量恒星演化的晚期，其核区热核反应生成铁之后，核反应就停止了。铁核进一步坍缩到原子核密度附近，形成中子星。恒星外壳层的物质随后告诉下落到不可压缩的中子星表面，发弹形成向外运动的激波，从而表现为超新星爆发。这就是所谓的直接爆发机制。科尔盖特(Colgate)和怀特(White)1966 年做了第一个超新星爆发的数值模拟，发现在向外运动的激波中由于存在核解离和中微子辐射两种耗能过程，导致激波在运行 10~20ms 之后，在半径 100~200km 处停止下来，直接爆发机制失效。为了复活停下来的激波，延迟爆发机制又被提了出来。其基本思想是，超新星爆发过程产生的大量中微子一开始被囚禁在新生的中子星内部，囚禁的中微子从中子星内部逃逸的时标为秒的量级。当中微子逃逸的出来时候，激波的温度已经下降到核解离和中微子过程冷却不在重要，这时候逃逸的中微子的能量将注入激波中去，重新驱动激波向外运动。由于新生中子星内部的对流增强了中微子的辐射，延迟爆发机制是否有效，只能依赖于二维或三维的数值模拟。不幸的是，目前很多数值模拟都得不到超新星成功爆发的结果。核坍缩超新星爆发的物理机制是天体物理中重大的疑难问题。

宇宙中还有另一个剧烈的爆发现象——伽马射线暴的物理本质目前我们还很不清楚。有些伽马射线暴还观测到与超新星是成协的。虽然火球-激波模型在解释伽马暴的余辉辐射方面取得了巨大的成功，但伽马射线暴的中心能源机制，即火球是怎么产生的一直是天体物理中的重大疑难问题之一。一种比较流行的思想是，伽马暴的中心能源来自恒星级黑洞的超吸积，即所谓的中微子主导的吸积模型。吸积物质释放的引力能以中微子的形式释放，辐射的正反中微子碰撞产生正负电子对，从而形成火球。目前还没有一个得到广泛认可的理论模型。

超新星和伽马射线暴是宇宙中最为剧烈的两个爆发现象。观测还表明两者是成协的。具有讽刺意味的是，我们目前还不知道它们爆发的物理本质。理解中微子与物质复杂的相互作用可能是解决这两个天体物理中疑难问题的关键。

参 考 文 献

[1] 孙汉城. 中微子之谜. 湖南: 湖南教育出版社, 1993: 20.

[2] Steigman G. Primordial nucleosynthesis in the precision cosmology era. Ann Rev Nucl Particle Syst, 2007, 57: 463.

[3] Komatsu E, Dunkley J, Nolta M R. Five-year Wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP) observations: Cosmological Interpretation, submitted to ApJS, arXiv:0803.0547.

[4] Burrows A. Supernova explosions in the universe. Nature, 2000, 403: 727.

[5] Piran T. Gamma-ray bursts and the fireball model. Phys Rep, 1999, 314: 575.

[6] Meszaros P. Theories of Gamma-Ray Bursts. Ann Rev Astron Astrophys, 2002, 40: 137.

[7] Zhang B, Meszaros P. Gamma-Ray Bursts: progress, problems & prospects Int J Mod Phys. A, 2004, 19: 2385.

[8] Meszaros P. Gamma-ray bursts. Rep Prog Phys, 2006, 69: 2259.
[9] Popham R, Woosley S E, Fryer C. Hyperaccreting black holes and Gamma-ray bursts. ApJ, 1999, 518: 356.
[10] Yuan Y F. Electron-positron capture rates and a steady state equilibrium condition for an electron-positron plasma with nucleons. Phys Rev D, 2005, 72: 013007.

撰稿人：袁业飞
中国科学技术大学天体物理中心

宇宙学起源的引力波研究

Gravitational Wave Generation in the Early Universe

引力波是爱因斯坦广义相对论的预言[1]。20 世纪 50 年代 Bondi 证明了自引力系统例如中子星、黑洞双星发射的引力波携带能量[2]。1974 年开始对脉冲双星 PSR 1913+16 的观测毫无疑问地确定了这一点[3]。目前主流的引力波探测方法是利用激光干涉技术。随着臂长为千米量级的引力波激光干涉仪，如 LIGO, VIGO, GEO 等陆续获得科学数据，以及未来的空间计划，如 LISA 的实施，引力波探测已经进入了一个全新的时期[4]。周期性引力波、双星旋转绕进、引力波爆、引力波背景，是这些仪器的科学目标。

宇宙学起源的背景对于研究宇宙学，高能物理有重要的意义，例如微波背景辐射(CMB)。但是 CMB 只能追溯到宇宙的光子退耦时期，并且在传播过程中受到影响。越弱的相互作用在越强的能标处退耦，引力波在传播过程中几乎不参加任何相互作用。因此，宇宙学起源的引力波背景携带了比 CMB 更早期的，独一无二的宇宙学信息。同时也打开了探索高能物理的新方向[5, 6]。

区别于慢滚(标准)暴涨模型描述的早期宇宙图像，“pre-Big-Bang (PBB) scenario”，“phase transitions”，“cosmic string”等也给出了不同的早期宇宙图像和物理图景。如何区分他们是宇宙学一项基本任务，同时也会带来新物理。这些不同的物理机制给出了不同宇宙学起源的引力波背景[7]，并且是目前已知唯一可能的探测区分手段。

然而还有很多问题需要解决：首先，在仪器方面，对探测器灵敏度的进一步追求将对量子力学、量子光学、引力参考计(gravitational reference sensor, GRS)等科学技术提出挑战。例如，地面探测器需要突破标准量子极限，为达到这个目的，宏观量子力学在理论上和在实验上都有很多路要走[8]；而空间探测器将对 GRS 这项最基本技术提出了严格要求[9]。其次，在数据分析方面，各种宇宙学模型本身还有很多要解决的问题，它们给出的引力波背景都作了或多或少的近似，如何利用这些模版来确定引力波背景的细节，例如背景是否各向同性，偏振态如何，是否高斯等，还有待于研究。另外，除了宇宙学起源的引力波背景，还有大量天体发射的引力波叠加而成背景，目前对于引力波背景的数据分析手段是联合几个探测器来实现[10]。但是这些手段没有区别这两种起源的引力波，如何将它们从数据中区分开，还是一个全新课题、难题。

参 考 文 献

[1] Einstein A. Sitzber Preuss Akad Wiss, 1916: 688.
[2] Bondi H. Nature, 1957, 179: 1072.
[3] Hulse R, Taylor J. Astrophys. J, 1975: 324.
[4] Bell T E. Nature, 2008, 452: 18.
[5] Grishchuk L P, arXiv: gr-qc/0504018v4.
[6] Maggiore M. Nature, 2007, 447: 651.
[7] Maggiore M. Physics Reports, 2000, 331: 283.
[8] Thomas C, Nergis M. SPIE, 2003, 5111: 23.
[9] Danzmann K, Rüdiger A. Class. Quantum Grav, 2003, 20: 1D.
[10] Allen B, Romano J. D. Phys Rev D, 1999, 59: 102001.

撰稿人：朱宗宏
北京师范大学天文系

宇宙弦的演化

Later Time Evolution of Cosmic String

如果极早期宇宙中发生过某种相变，那么一些拓扑缺陷就会产生。拓扑缺陷按照维度分成磁畴、宇宙弦和磁单极。前者的产生会破坏宇宙的均匀和各向同性，所以如果存在磁畴，其尺度一定远大于哈勃尺度(在多重宇宙图像中，的确存在巨大的磁畴，将宇宙分割成不同的子宇宙，而我们的宇宙是子宇宙之一)。磁单极的存在一定极为稀少，否则会有观测效应。暴涨宇宙论的发明的原因就是为了解释为什么磁单极很少：在宇宙的极早期，发生过快速膨胀，如果磁单极产生于这个快速膨胀期之前，那么暴涨的结果就是磁单极的稀释。

宇宙弦的存在可以和现在的观测相容。如果宇宙弦的张力太大，也会产生不均匀性，现在的观察表明宇宙弦的张力与 Planck 能标平方之比小于百万分之一。如果宇宙弦存在，至少有两种可观测效应，一种是弦的振动产生引力波，另一种是引力透镜效应。弦的产生可以通过早期宇宙相变，也可以通过超弦理论中的一些物理过程。例如，超弦理论中的基本自由度是弦，这些弦在特定的条件下可以成为宇宙弦。而超弦作为宇宙弦可以在一些暴涨理论中产生，如膜暴涨模型。当膜暴涨结束的时候，膜和反膜湮没，宇宙弦就会生成。

宇宙弦的研究有 20 年以上的历史，而宇宙弦的演化一直是一个难题[1]。一般认为，当宇宙弦被生成之后，通过相互作用，大多数弦会衰变，最后只有几个到几十个非常大的弦一直遗留到今天。这些大弦的尺度在哈勃尺度以上，所以一定会有可观测效应。在大尺度上，弦最后会趋向所谓的标度解。但是在中小尺度上，弦的具体演化一直是一个难题。这是因为弦的演化涉及几个不同的标度，从而是一个高度非线性问题。直到两年前，不同的数值模拟的结果还完全不同。一个例子是，在弦的演化过程中，会有一些相对较小的闭弦被分离出来，而典型的小闭弦的尺度完全不清楚，不同的数值模拟的结果相差达十个量级。直到最近，情况才开始改观[3]。

Polchinksi 等的解析结果表明[4,5]，弦在小尺度上的分形维度趋于 1，也就是说，弦在小尺度上几乎是直的，他们的结果和数值模拟的结果很接近。这个结果对研究引力透镜效应很重要。尽管有了这些进展，宇宙弦的动力学问题还是一个没有完全解决的问题，在数值模拟和解析研究两方面都是很大的挑战。

参 考 文 献

[1] Kibble T W B. Nucl Phys B, 1985, 252: 227.
[2] Bennett D P, Bouchet F R. Phys Rev Lett, 1989, 63: 2776.
[3] Vanchurin V, Olum K D, Vilenkin A. Phys Rev D, 2006, 74: 063527.
[4] Polchinski J, Rocha J V. Phys Rev D, 2006, 74: 083504.
[5] Florian Dubath, Joseph Polchinski, Jorge V Rocha. arXiv:0711.0994, 2007.

撰稿人：李　淼
中国科学院理论物理研究所

宇 宙 磁 场

Magnetic Fields in the Universe

宇宙中的天体分多个层次，从小到大，有行星、恒星、星系、星系团、星系超团，到宇宙大尺度结构以至宇宙整体。我们生活在地球上，地球是一颗绕太阳公转的行星。太阳是银河系中千亿颗恒星之一。银河系是我们在宇宙中的家园，是一个扁平的由亮星组成的旋涡状的星系。太阳在银河系旋涡接近边缘的地方。银河系是更大尺度的天体层次即本星系团的成员之一。星系团是宇宙大尺度结构中的结点。宇宙所有层次的天体都可能有磁场,因为人类已经在所有层次的天体上探测到磁场或发现磁场存在的迹象[1, 2]。宇宙中的磁场是如何产生的、如何演化的，一直是物理上和天体物理上的重大难题[3]。

以前人们对宇宙中磁场的理解，主要是来自对地球和太阳磁场的详细测量。地球的磁场是我们熟知的，是偶极磁场，有南北两极，可以用指南针指南北。地球磁场的重要性可想而知。如果地球没有磁场，没有电离层对地球的保护，地球上的人类生存环境就是另一种情形了。太阳的磁场(几十高斯)是一个倾斜的偶极场。太阳风就是沿磁场向外吹散的高能粒子流，波及地球。太阳风暴会影响地球的电离层和磁场结构，影响我们的通讯。其实，人类只能测量地球和太阳表面和外围的磁场，对内部由动力学调制的磁场和磁场的产生维持过程永远无法探测。通过对地球和太阳磁场的观测，人类已经对行星和恒星这些宇宙中微小尺度天体的磁场了解得比较多一些，建立了天体磁场的物理概念和演化图像，而对更大天体层次如银河系的微弱磁场及其结构十多年前测量得很不清楚。人们将测量地球、太阳的磁场得到的物理知识向更大宇宙尺度推演，企图理解宇宙更大尺度的磁场。

人类对银河系的了解还非常初步。银河系是我们居住的星系，大小约十万光年，其磁场显得尤为重要。银河系的磁场极其微弱，是影响行星、恒星、直至银河系形成和演化的重要因素。除了对分子云、对旋臂结构、对星际气体动力学平衡起重要作用之外，银河系的磁场还对人类更显重要。来自宇宙各处的高能粒子，也就是宇宙线，从宇宙空间，穿过银河系磁场，进入太阳和地球的磁层。银河系磁场使宇宙线产生偏转。另一方面，宇宙线是研究基本物理粒子的天然高能物理实验室，能发现新粒子，研究新物理。研究宇宙粒子的起源和性质是粒子物理和天体物理的重大前沿课题。无论是研究宇宙线的成分、荷质比、还是研究宇宙线的传播，银河系磁场是至关重要的不可缺少的基本要素。因此，银河系磁场无论在物理上，还是天文

上，都是非常重要的基本物理要素。

虽然银河系的磁场如此重要，但由于过去测量很难、数据稀少，很难得到银河系磁场整体结构的知识。银河系磁场是从太阳磁场到宇宙磁场研究的必经台阶。国际上 20 世纪 80 年代开始掀起星系磁场研究的热潮。经过很多努力，用世界上全部大射电望远镜进行偏振成像，也只观测了十几个邻近旋涡星系的磁场强度分布和磁场空间取向分布[4]，没有办法测量磁场的方向和极性。对银河系磁场的测量过去只能在太阳附近几千光年进行，可以测量磁场的方向，但远一点区域也曾没有办法测量，因为没有测量磁场的“探针”。理论上研究星系磁场的起源和演化也比较困难，国际上的研究要么是讨论某种因素对星系大尺度磁场的影响[5~7]，要么就利用数值模拟研究磁场可能在磁流体动力学中的形成和演化[8, 9]。理论工作的改进和结论都需要客观的磁场观测来检验和驱动。问题的关键是，星系磁场极其微弱，测量相当困难，这使人类对星系磁场包括银河系磁场的性质和特征了解得很少。

探测银河系磁场的方法主要有四种[1]。①星光偏振：星际空间的磁场使星际介质中形状不规则的尘埃微粒排列有序化，这些尘埃颗粒散射远处星光时，在粒子排列有序的方向上散射的光多一些，使星光有一点点偏振(百分之几)。几十年测量下来的 9000 多颗恒星只能给出太阳附近几千光年范围内磁场的空间取向[10]。这种方法没有办法给出磁场强度和方向信息。现在已经没有人企图用这种方法测量银河系更大范围的磁场了。②塞曼分裂：分子云中的氢原子(或其他气体成分)有发射线或对背景源的吸收线。人们可以利用谱线的塞曼分裂测量分子云的磁场。这只能测云块内的磁场，并且测量很难，数据比较稀少。最近的结果显示可能用多块云的数据进行银河系大尺度磁场研究[11]。③河外背景射电源的法拉第旋率：射电源的偏振信号穿过银河系的星际介质时其偏振角产生法拉第旋转，旋转的角度对波长平方的比率被称之卫法拉第旋率。它是整个信号路径上磁场和电子密度的乘积的积分，即 $RM=0.81\int ne\,B\mathrm{d}l$。作者经过十多年长期不懈努力，获得国际上最大样本脉冲星的法拉第旋率数据[12~14]。以此作为磁场“探针”，揭示了银河系银盘大范围的磁场结构。另外还利用天空中广泛分布的射电源法拉第旋率数据，揭示了银河系晕的磁场结构[15]。结合银河系中心局部区域已知的垂直磁场，我们构建了银河系总体磁场图像[16]。我们还进一步利用测量的脉冲星大样本数据，首次给出磁场能量在银河系内不同空间尺度上的分布谱[17]。经过努力，我们已经获得了银河系磁场的很多新的知识。

邻近星系中的磁场主要是用射电偏振观测方法测量的。来自超新星爆发、恒星形成区的相对论电子在星系的磁场中回旋，发出同步辐射。如果磁场完全是随机分布的，那么，同步辐射就没有任何偏振特征。在邻近的旋涡星系中，磁场一般有一大部分是随机的，但也有相对大的一部分是比较规则分布的。相对论电子在规则的磁场中回旋就产生了偏振的射电辐射。

利用美国甚大阵(VLA)这样的既灵敏又有很好分辨本领的射电望远镜，可以探测到来自邻近旋涡星系的不同旋臂间微弱的射电偏振信号。这些信号告诉我们，旋涡星系中存在很大尺度(10kpc)的规则磁场，磁场的结构与旋涡的形状非常相似。规则磁场的磁力线可以近似认为从星系的中心开始，在旋涡星系的旋臂内侧，沿着旋臂向星系的外边沿一直盘旋出去。当然，随机磁场分量会叠加在规则磁场上，搅扰磁场的方向。在旋臂上，由于大量的恒星形成过程和超新星爆发，磁场的绝大部分被放大和搅乱成随机磁场。磁场的总强度是利用能量均分假设或能量最小化方法，由观测的同步辐射总强度估计出来的。根据测量得到的射电谱并假定宇宙线总能量与相对论电子总能量的比值，可以估算出相对论粒子的总能量。进一步假设粒子总能量与磁能相等，便可以得到磁场总强度的估计值。规则磁场的强度由射电偏振辐射的偏振度(即偏振强度占总辐射强度的百分比)求得。目前已详细观测的十几星系的磁场强度均在 4μG 到 13μG 之间。星系晕内的磁场要弱一些，大约在 1μG 左右[4]。

利用背景射电源的法拉第旋率求得的星系团内的磁场大约为 0.3μG。根据联接星系团之间射电辐射目前能够断定更大尺度磁场的存在，但星系团际的磁场强度和结构目前还难以测量。

对于星系尺度磁场的起源目前标准的解释是发电机理论[2, 3]。这种理论要求有一个最初的微弱磁场，称为“种子场”。种子场冻结于星际气体的等离子体中，在星系的较差自转和湍流运动中被剩余的涡旋运动放大。可以从数学上证明发电机理论是可以将微弱磁场放大，但目前要将此理论应用于解释星系尺度磁场还需要克服很多具体的困难[5~9]。与发电机理论相对立的是磁场原初起源假设。它认为在星系形成前的早期宇宙中就存在磁场，星系形成后，磁场和气体冻结在一起，不再被有效放大。目前积累的观测事实，如早期宇宙中类星体周边的规则磁场，星系超团的磁场等，都支持磁场原初起源的说法。很可能的情形是，在星系形成之前或形成期间，发电机理论已经起了作用，形成了所谓的原初磁场。

参 考 文 献

[1] Han J L, Wielebinski R. Milestones in the observations of cosmic magetic fields. ChJA & A, 2002, 2: 249-324.

[2] Widrow, Lawrence M. Origin of galactic and extragalactic magnetic fields. RvMP, 2002, 74(3): 775-823.

[3] Giovannini M. The magnetized universe. Int J Mod Phy, 2004, 13: 391-502.

[4] Beck Rainer. Galactic and extragalactic magnetic fields. SSRv, 2001, 99: (1/4): 243-260.

[5] Davies G, Widrow L M. A possible mechanism for generating galactic magnetic fields. ApJ, 2000, 540(2): 755-764.

[6] Balsara, et al. Amplification of Interstellar Magnetic Fields by Supernova-driven Turbulence.

ApJ, 2004, 617(1): 339-349.
[7] Balsara D S, Kim J. Amplification of interstellar magnetic fields and turbulent mixing by supernova-driven turbulence. II. The Role of Dynamical Chaos. ApJ, 2005, 634(1): 390-406.
[8] Balsara et al. Turbulent flows within self-gravitating magnetized molecular clouds. ApJ, 2001, 557(1): 451-463.
[9] Blackman E G. Mean magnetic field generation in sheared rotators. ApJ, 2000, 529: 138-145.
[10] Heiles C. The local direction and curvature of the galactic magnetic field derived from starlight polarization. ApJ, 1996, 462: 316-326.
[11] Han J L. Zhang J S. The galactic distribution of magnetic fields in molecular clouds and HII regions. A & A, 2007, 464: 609-614.
[12] Han J L, Qiao G J. The magnetic field in the disk of our Galaxy. A & A, 1994, 288: 759-772.
[13] Han J L, et al. Pulsar rotation measures and the magnetic structure of our Galaxy. MNRAS, 1999, 306(2): 371-380.
[14] Han J L, et al. Pulsar rotation measures and the large-scale structure of the galactic magnetic field. ApJ 2006, 642, 868-881.
[15] Han J L, et al. Antisymmetric rotation measures in our Galaxy: Evidence for an A0 dynamo. A & A, 1997, 322: 98-103.
[16] Han J L. Magnetic fields in our Galaxy: How much do we know? (II) halo fields and the global field structure//S. Cecchini et al. Astrophysical Polarized Backgrounds: CP 609, AIP, 2002: 98-103.
[17] Han J L, et al. The spatial energy spectrum of magnetic fields in our galaxy. ApJ, 2004, 610(2): 820-826.

撰稿人：韩金林
中国科学院国家天文台

宇宙伽马射线暴的余辉

Afterglows from Cosmic Gamma-Ray Bursts

伽马射线暴是来自宇宙空间的一种短时标的、强烈的γ射线爆发现象。它们最初是 20 世纪 60 年代末期美国利用 Vela 系列军事卫星进行外太空核试验监测时偶然发现的。如果有适当的卫星在观测，那么我们差不多每天都可以记录下 2~3 次伽马射线暴。它们像闪电一样随机地在天空中出现和消失，其方位完全无法事先预知。1997 年之前，由于γ射线探测器的定位能力很差，天文学家无法找到伽马射线暴在光学、红外和射电等波段的对应天体，无法确定它们的距离，从而对其本质完全是一片茫然。

1997 年，观测上终于取得了里程碑性的重大突破：借助于意大利-荷兰的 BeppoSAX 卫星，人们成功地对部分伽马射线暴进行了快速和高精度的定位，找到了它们在 X 射线、光学和射电等波段的对应体(称作余辉)，并观测到了它们的寄主星系，测量出了距离，初步揭开了伽马射线暴的神秘面纱。今天我们已经确定，伽马射线暴发生在遥远的宇宙边缘，涉及极其巨大的能量释放，其爆发的激烈程度仅次于一百多亿年前宇宙诞生时的那次大爆炸！虽然伽马射线暴的起源之谜还远没有解开，但大多数天文学家推测它们应该是来源于大质量恒星死亡时的坍缩过程，或者是由两颗中子星(或一颗中子星和一个黑洞)碰撞产生的。

一般认为，伽马射线暴发生时，中心引擎首先在短时间内释放出巨大的能量，形成一个火球。火球在其辐射压等机制的驱动下向外加速膨胀，最终形成一系列的以极端相对论速度向外膨胀的壳层。壳层之间相互追赶碰撞，产生激波并加速电子，电子再通过同步加速辐射产生伽马射线，这就是伽马射线暴。主暴过后，各壳层合并在一起，继续以极端相对论的速度向外膨胀，并因扫过星际介质而减速，这一过程中也会形成激波，产生辐射，这就是余辉。理论上预言，在理想情况下，假设星际介质是均匀的，余辉的强度应该随着时间成幂律函数衰减，即 $F \propto t^{-\alpha}$，其中幂指数α 大致为 1 左右。

由于经过了辐射压等的加速过程，火球对原始中心引擎几乎完全丧失了“记忆”，人们很难直接从主暴中得到中心引擎的信息，这就使得余辉的观测和理论研究变得尤其重要。观测上发现各个伽马射线暴的余辉总体上的确是按幂律形式单调衰减的，但在很多细节上则与标准模型的预期有较大偏差。正是这些偏差，为我们了解伽马射线暴的起源提供了丰富的信息。例如，很多伽马射线暴余辉的衰减速度

会在一个特定时刻后突然加快(幂指数增大)，这表明火球不是各向同性的，而是成喷流状。又如，人们观测到一些伽马射线暴的晚期余辉中有超新星成分，强烈地暗示它们产生于大质量恒星的坍缩过程。部分伽马射线暴的余辉一开始就衰减较快，表明其周围星际介质的密度不是均匀的，而是越往外越稀薄，可能是处在星风环境中，也暗示了其前身星是大质量恒星。少数余辉中存在着突然增亮的现象，说明在晚期还有能量从中心引擎中快速释放出来。

1997~2004 年，观测到余辉的伽马射线暴还只有几十个，它们余辉的表现总体上还比较简单，似乎容易通过喷流、星风介质、能量注入、超新星成分等模型加以解释。2004 年底，美国发射了定位能力更强的 Swift 卫星，观测到的余辉样本迅速增加，同时人们对暴后几十分钟之内的极早期余辉也开始有了丰富的观测资料。众多出乎意料的余辉现象被观测到了。例如，在相当多的余辉中都观测到了强烈的耀发现象，似乎表明中心引擎在几十分钟内都是相当活跃的，而不是像以前认为的那样在几十秒钟甚至几十毫秒内就沉寂下来。如何能让中心引擎这样长时间地持续爆发，在理论上是一个巨大的挑战。又如，很多余辉在 1000~10000s 阶段的衰减非常缓慢，这也似乎要求中心引擎持续地输出能量，也是一个理论难题。此外，很多余辉在 X 射线和光学波段具有不同的衰减特征，这是让理论家非常头疼的一个问题。另外，有近一半的伽马射线暴竟然没有观测到光学余辉，也让人百思不得其解。还有，目前观测到的最远的三个伽马暴，其对应的红移是 $z = 6.3$、6.7 和 8.2，它们对宇宙学的研究有何意义，这是非常有意义的课题。此外，随着样本的大量增加，我们能从余辉的统计研究中得到什么重要规律，这也是很多天文学家在深思的一个重要问题。最近一个特别让人惊讶的事例是 2008 年 3 月 19 日发生的一次伽马射线暴，在暴后 20 多秒，其光学余辉亮度竟然达到 5.6 星等，肉眼都可以看见了。该暴离我们的距离还是相当远的，红移为 $z = 0.9$，如此亮的光学余辉是如何产生的，这也是理论家面临着的一个新挑战。

在伽马射线暴领域，还有一个特别重要的问题，这就是非相对论阶段的余辉。有很多学者曾认为：在余辉阶段，虽然受到了星际介质的减速，但火球物质在很长时间里(比如 1~3 年)仍然会保持其极端相对论性的膨胀速度。详细的数值计算却表明，这种减速其实是很快的，火球在几天到十几天内就可能进入非相对论阶段，在几十天到 1 年后还会进入深度非相对论阶段。虽然关于晚期余辉的观测资料目前还很少，但由于它能用于估算伽马射线暴的内禀动能，以及研究伽马射线暴的遗迹形态等等，这方面的观测和理论研究必将受到越来越多的重视。

总之，为了彻底解开伽马射线暴的起源之谜，我们必须借助于余辉这一重要窗口。虽然余辉现象很复杂，但也正是这些特异性的表现，带给了我们丰富的物理信息，为我们揭示伽马射线暴的本质提供了可能。

参 考 文 献

[1] Cheng K S, Lu T. Gamma-ray bursts: afterglows and central engines. Chin J Astron Astrophys, 2001, 1: 1.

[2] Fishman G J, Meegan C A. Gamma-ray bursts. Annu Rev Astron Astrophys, 1995, 33: 415.

[3] Huang Y F, Cheng K S. Gamma-ray bursts: optical afterglows in the deep Newtonian phase. Mon Not R Astron Soc, 2003, 341: 263.

[4] Huang Y F, Dai Z G, Lu T. A generic dynamical model of gamma-ray burst remnants. Mon Not R Astron Soc, 1999, 309: 513.

[5] Klebesadel R W, Strong I B, Olson R A. Observations of gamma-ray bursts from cosmic origin. Astrophys J, 1973, 182: L85.

[6] Piran T. Gamma-ray bursts and the fireball model. Phys Rep, 1999, 314: 575.

[7] van Paradijs J, Kouveliotou C, Wijers R A M J. Gamma-ray burst afterglows. Annu Rev Astron. Astrophys, 2000, 38: 379.

[8] Zhang B, Meszaros P. Gamma-ray bursts: progress, problems & prospects. Int J Mod Phys A, 2004, 19: 2385.

[9] Zhang B. Gamma-ray bursts in the swift era. Chin J Astron Astrophys, 2007, 7: 1.

[10] Dai Z G, Lu T. Gamma-ray bursts and afterglows from rotating strange stars and neutron stars. Phys Rev Lett, 1998, 81: 4301.

撰稿人：黄永锋[1] 陆 埮[2] 戴子高[1]

1. 南京大学天文系

2. 中国科学院紫金山天文台

宇宙第一代恒星

The First Generation of Stars

1. 第一代恒星

科学家认为空间、时间及其中物质是在 137 亿年前由宇宙大爆炸所产生，第一代恒星形成于宇宙大爆炸两亿年后。在大爆炸火球与第一缕星光照亮宇宙之间，宇宙一直处于黑暗时代。第一代恒星的化学成分单一，只有宇宙大爆炸产生的氢、氦和极少量的锂、铍、硼。由于迄今为止还没有探测到第一代恒星，由此对于第一代恒星，目前存在两种观点。第一种观点认为,第一代恒星的质量非常大，可能是我们太阳质量的上百倍。根据恒星演化理论，它们的演化过程非常迅速，寿命只有几百万到上千万年，最后以超新星爆发的形式向宇宙抛射出大量的核合成物质。按照这种假设，现在已经不存在第一代恒星。虽然它们现在已不存在，人们仍然可以通过它们留下的“痕迹”——通过恒星核合成产生的新元素确定它们的踪迹。这些元素可以在年老的恒星中探测到,这些年老的恒星在第一代恒星通过超新星形式爆发后的富化星云中形成。极端贫金属星年龄非常老，被认为是第二代恒星。第二种观点认为，如果第一代恒星现在依然存在，它们的质量应当小于 0.8 个太阳质量。根据目前银晕金属丰度分布函数观测结果，[Fe/H]<－3 的恒星在 1000 颗星中才有一颗。这些存在银河系晕中的极端贫金属星，很难利用现有的天文设备观测到。迄今为止人们仅发现 2 颗金属丰度[Fe/H]<–5 的极端贫金属星。人们猜测，下一代空间望远镜也许有能力看到第一代恒星。

2. 极端贫金属星

在过去的半个世纪中,天文学家在银河系里发现了越来越多具有较低金属丰度的恒星，那么究竟什么样的恒星才能算是贫金属星呢？事实上，现代天文学中关于金属丰度低于太阳丰度值的恒星分类并不统一,这里我们使用一个较为常用的分类方法，即[Fe/H] <–0.5 的统称为贫金属星；–2.0 < [Fe/H] < –1.0 的称为中等贫金属星；–5.0 < [Fe/H]< –2.0 的为极端贫金属星；而[Fe/H]< –5.0 的为超贫金属星。

2002 年，德国天文学家 Norbert Christlieb 博士和他的合作者在凤凰座发现了一颗星等为 16 的巨星 HE0107–5240，它的金属丰度为–5.3，即为太阳金属丰度的 1/200000，这颗 120 亿岁的“高龄”星当选为当时历史上最贫金属星。然而就在 3 年之后的 2005 年 4 月，HE1327-2326 以–5.4 的金属丰度打破了这一纪录，这颗超

贫金属星的丰度仅为太阳的 1/250 000，寿命为 132 亿年，几乎与宇宙年龄相同(137 亿年)，仅仅包含极少数几种质量比氢和氦重的化学元素，是迄今为止人类发现的金属含量最少的恒星。

3. 寻找第一代恒星和极端贫金属星

不同丰度的贫金属星(包括金属丰度为零的第一代恒星)包含了星系化学演化和元素核合成的基本信息。天文学家通过构建合理的理论模型能够预言各种天体物理环境下通过核合成方式产生的重元素及其丰度演化趋势。搜寻和发现更多的贫金属星必然能够使我们更深入地检验现有的星系化学演化模型和核合成理论。

对于贫金属星的观测和研究，还能够帮助人们获取关于宇宙早期质量函数的信息，理解金属丰度分布的性质，认识天体物理中许多重要化学元素的产生过程等，是我们了解和探究宇宙诞生和早期演化的重要手段，也是认识和理解宇宙演化历史的一扇窗口。因此，贫金属星常常被天文学家们称为宇宙空间中的“活化石”，而人们也已经在寻找和观测贫金属星的道路上进行了跨越半个多世纪的努力。

人类第一次意识到贫金属星的存在是在 20 世纪四五十年代。天文学家在进行恒星光谱分类时发现了一些具有特殊金属谱线的恒星，在其后的两年时间里，围绕这些特殊的恒星开展了一系列调研工作并取得了突破性的成果。1951 年，天文学家 Chamberlain 和 Aller 第一次对其中的 HD19445 和 HD140283 进行了光谱分析，并发现如果其金属含量低于太阳金属丰度就能够解释它们所表现出来的光谱特征。在随后的几十年里，对于贫金属星的观测和研究工作逐渐发展并成熟起来，不断获得新的发现，成为现代天体物理中具有重要意义的前沿领域。

随着天文技术和观测手段的不断发展，对于贫金属星的观测也逐渐系统化和精确化。大视场、低分辨率的物端棱镜光谱巡天是目前搜寻和证认贫金属星最有效的方法之一。在过去的十年中，大批贫金属星的发现为天文学家们探究早期宇宙和星系中各种化学元素的产生和演化提供了大量有价值的观测信息，使得我们对于宇宙诞生和星系演化的早期历史有了更深入的了解。与此同时，也对未来的搜寻与研究工作提出了更高的要求：更大的搜寻天区、更深的探测极限，以获取更多的贫金属星样本。

目前以美国 HK 巡天和欧洲 HAMBURG/ESO 巡天为代表的一系列搜寻贫金属星的项目仍然在更大的天区范围内继续进行着，而另一方面，许多新的巡天项目也正蓄势待发，期待着探测到数目更多、金属丰度更贫的天体，例如，RAVE、SIDING SPRING/HAMBURG、SEGUE 等巡天项目。这其中也有为国际天文界所关注的由我国自主建造的大天区面积多目标光纤光谱天文望远镜(LAMOST)。

2008 年 10 月峻工的 LAMOST 位于中国科学院国家天文台的兴隆观测站，它是一架横卧南北方向的中星仪式反射施密特望远镜。应用主动光学技术控制反射改

正板，使它成为大口径兼大视场光学望远镜的世界之最。由于它的口径大，在曝光1.5小时内可以观测到达20.5等的暗弱天体。同时，由于它具有的大视场，在焦面上可一次放置4000根光纤，将遥远天体的光分别传输到16台光谱仪中，即可同时获得4000个目标天体光谱。这使得LAMOST成为世界上光谱获取率最高的望远镜，也将使我国在大规模光谱观测及大视场天文学研究领域居于国际领先地位。结合大口径、宽视场和高光谱获取率等诸多优势于一身，LAMOST必将成为观测和搜寻贫金属星的理想工具，通过LAMOST搜寻到的这些极端贫金属星可以对宇宙最早期的化学增丰过程、第一代恒星的性质以及银河系形成进行前所未有的更细致的研究。由于迄今为止只发现了两颗[Fe/H]<−5.0的恒星，而由这样小的样本不可能研究这两颗恒星所属星族的整体性质。因而，增加这类恒星的数目是极其重要的科学目标。通过LAMOST搜寻第一代恒星和极端贫金属星必定能够为我国天文学家在研究贫金属星以及宇宙和星系演化历史等方面取得重要的突破性进展。

参考文献

[1] Chamberlain Joseph W Aller, Lawrence H. ApJ, 1951, 114: 52.

[2] Christlibe N, et al. Nature, 2002, 419: 904.

[3] Frebel A, et al. Nature, 2005, 434: 871.

[4] Cayrel R. Nature, 2005, 434: 838.

[5] Beers Timothy C. Science, 2005, 309: 390.

[6] Zhao G, et al. ChJAA, 2006, 6: 265.

撰稿人：赵 刚

中国科学院国家天文台

永恒暴涨是可能的吗?

Is Eternal Inflation Possible?

我们现在看到的宇宙是均匀且各向同性的,但是在标准宇宙学的框架内很难想象的是不同的区域在早期却是没有因果联系的。此外,粒子物理的大统一理论论预言了在宇宙的极早期会有磁单极产生,并且残余到今天将有可观测的丰度,但是事实上人们并没有看到。为了解决这些问题,Guth 在 1981 年提出了宇宙或许在极早期经历过暴涨的想法[1]。暴涨模型的基本预言与近年来的观测非常自洽,因此现在暴涨理论已经被广泛地接受,并成为现代宇宙学的一个重要组成部分。

在 Guth 的模型中,暴涨发生在暴涨场处于亚稳态时,这种亚稳态是不稳定的,将随机地产生一些真真空泡而衰变为真真空,当所有的区域都衰变后暴涨结束。不过他和 Weinberg 发现事实上暴涨很难结束[2]。因为尽管泡产生后是以光速膨胀并吞噬着亚稳真空,但是相比来说未衰变的亚稳真空的膨胀却是更加快的,这就是困扰旧暴涨模型的退出问题。尽管随后该模型被所谓的新暴涨模型即慢滚动暴涨取代。基于新暴涨模型的最初版本,Steinhardt 指出由于一个势垒的存在,这个模型本质上与旧暴涨模型是相同的,即在整个宇宙中暴涨不会停止[3],不过由于我们的观测宇宙仅仅存在于一个泡中,因此避免了旧暴涨模型的相关问题。同期,Vilenkin 发现暴涨不能结束或许是一个不依赖于亚稳真空的一般现象[4]。在慢滚动的暴涨模型中,暴涨场的向上的量子涨落在某些区域可以超过向下的经典滚动,这将使相应区域的暴涨一直进行下去。尽管总会有一些区域在热化后进入标准宇宙学的膨胀演化,但是大多数区域却是在不断地自我复制从而产生更多暴涨的空间,因此从整体来看暴涨永远不会结束,1986 年 Linde 称其为永恒暴涨[5]。

在永恒暴涨中每一个泡或相应的区域都对应于一个宇宙,因此永恒暴涨自然地导致了一个多宇宙图景。这个结果使一些人开始偏爱人择原理,因为根据粗略的估计,产生我们这样一个宇宙的概率是难以置信得小,不过如果存在着许多个宇宙的话,那么我们将不用担心,因为总会有适合我们生存的那一个。2003 年 Susskind[6] 引入弦景观的概念后,永恒暴涨更加引人关注,因为在大多数人眼中弦景观为贯彻永恒暴涨提供了天然的舞台,但是事情或许并不像预想的那样。

一些研究表明,基于慢滚动的永恒暴涨事实上很难发生。因为对于一个幂律的势来说,永恒暴涨要求暴涨场的值远超过普朗克标度。在这种情况下有效场论并不适用,因为辐射修正将破坏暴涨场的势的平坦性,使势更加陡峭。而基于亚稳真空

的永恒暴涨则与前者有些不同，因为当暴涨场处于亚稳真空时，只要衰变率很低，那么永恒暴涨看起来将是不可避免的。不过人们总可以发现一些可能的途径来提高亚稳真空的衰变率，但其计算的可靠性还有疑问。进一步地，与慢滚动永恒暴涨的情况相似，亚稳真空的衰变率的计算事实上是基于有效场论的，因此其技术的适用性是值得商榷的,因为这种基于有效场论的技术或许并不能很好地反映一个引力系统的行为。近年来，一些与黑洞物理的类比或许正在带给我们对此问题的一些洞察力。

在某种意义上,暴涨永恒与否的最终回答将取决于我们对于量子引力的深刻认识，而相关问题的探讨将有助于我们对于一些宇宙学基本问题的理解，如宇宙的起源、宇宙常数等。

参 考 文 献

[1] Guth A H. Phys Rev D, 1981, 23: 347.
[2] Guth A H, Weinberg E J. Nucl Phys B, 1983, 212: 321.
[3] Steinhardt P J. The very early universe proceedings. 1983: 251.
[4] Vilenkin A. Phys Rev D, 1983, 27: 2848.
[5] Linde A D. Phys Lett B, 1986, 175: 395.
[6] Susskind L. arXiv: hep-th/0302219.

撰稿人：朴云松
中国科学院研究生院

引力波探测

A Pedestrian Introduction to Gravitational Wave Detection

科学技术的发展把相对论研究带入了一个与实验和技术相结合的全新时代。引力波作为广义相对论的重要预言,它的直接探测问题也自然地走到了需要实现的阶段[1]。在引力波探测的若干途径中，激光干涉的手段是目前最为流行的，它的原理是基于引力波是时空几何的改变这个本质,通过观测由入射引力波导致的干涉仪臂长的变化所引起的干涉条纹的改变来直接探测引力波。人们根据感兴趣的物理和探测频率的不同，设计不同量级臂长的激光干涉探测器工作在地面和太空不同的环境。地面上例如美国的 LIGO[2]，已于 2002 年正式开始工作并收集数据；而空间探测方面,美国和欧洲合作的空间探测器 LISA 的各个方面也都在按部就班地研究[3]，预计十几年内便可以发射投入使用。可以说这些探测器是迄今为止人类实验所面对的精度要求最高的干涉仪,各种各样的噪声在观测中与引力波信号的竞争对探测技术的各个方面都提出了非常大的挑战[4]。由于引力波非常微弱，目前人们的研究水平应该说仅仅到了刚好能够探测到引力波的程度。

在地面激光干涉仪中，我们对测量精度的要求越来越高，已经慢慢接近了量子力学不确定关系所给出的标准量子极限(standard quantum limit)。要进一步提高测量精度，增加探测到引力波信号的可能性，我们必须要突破这个极限。因此第三代地面引力波探测器的首要任务便是要去寻找一种可行的方案使得我们的测量精度能够突破标准量子极限。基于这个目的，越来越多的科学家开始投入精力去研究激光干涉仪的量子行为。干涉仪中最重要组成部分的镜面，作为一个宏观物体，它的量子力学问题在最近开始变得越来越重要，也越来越受到研究者的关注，并且慢慢形成一个新的领域。宏观物体量子力学无论在理论上还是实验上都存在着很多尚待解决的问题，比如我们该如何理解这个概念，如何用一个合理的数学形式来描述一个宏观物体的量子行为,如何利用我们对这个理论的认识去改善干涉仪的测量精度等等。而在实验上，首先我们面对的是如何排除环境干扰，在实验室展现一个宏观镜面的量子行为，如何去把理论所预期的结果实现出来。我们的最终目标是希望能找到一个可行的方案来实现量子无损测量(quantum nondemolition detection)，这自然还有相当长的一段路要走。

像地面干涉仪一样，空间引力波探测计划 LISA 也是要用激光干涉的方法来探测时空几何的微小变化，但 LISA 的干涉仪臂长(五百万千米)却要远长于地面探测

器的臂长。正是由于它五百万公里的臂长，LISA 可以用来探测频率在毫赫兹的引力波。作为空间任务，LISA 项目中一项重要的技术是引力参考计(gravitational reference sensor, GRS)。GRS 被用来测量航天器中在自由下落(free falling)状态的测试质量与航天器本身之间的相对运动,然后通过一个反馈系统产生反推力作用于航天器上来消除这种相对运动。即将于 2009 年发射的 LISA 探路者(pathfinder)将会对这一技术作严格的检验。而在计划中的第二代 LISA(advanced LISA)以及大爆炸探测器(big bang observer)中，我们对测量精度的要求将会更高，继而也就对 GRS 技术也提出了更苛刻的要求。在未来的一二十年间，研制比 LISA 精度更高的 GRS 便成为一个极具挑战性的研究课题。

参 考 文 献

[1] Marcia Bartusiak. Einstein's Unfinished Symphony. Berkley Books, 2003.

[2] http://www.ligo.caltech.edu.

[3] Corbitt Thomas, Mavalvala Nergis. Noise and fluctuations in photonics and quantum optics. Proc. SPIE 5111-23, 2003, http://arxiv.org/abs/gr-qc/0306055.

[4] http://www.lisa-science.org; Karsten Danzmann, Albrecht Rüdiger. LISA technology—concept, status, prospects, Class. Quantum Grav, 2003, 20, S1-S9.

撰稿人：龚雪飞　罗子人　刘润球
中国科学院应用数学研究所

一个宇宙学的全息理论

Holographic Theory of Cosmology

一个正常系统的熵通常与这个系统所占的体积成正比，而经典黑洞不论有多大，熵基本上是零。如果黑洞的熵真的是零，那么在形成黑洞的过程中，热力学第二定律失效。1972 年，J. Bekenstein 为了挽救热力学第二定律，大胆地假定黑洞的熵不小，经过反复类比，他得出结论，一个黑洞不但有很大的熵，而且它的熵不与它所占的体积成正比，却与表面的面积成正比[1]。所谓黑洞的表面，指的不是黑洞真的像地球和太阳那样有一个看得见的面，而是一个具有一定物理特点的面：任何物体进入这个面之后不可能在黑洞的引力之下再逃出来，即使光也逃离不了。由于我们不再能够看到任何进入这个面的物体，这个面叫视界。

又经过了接近 20 年的研究，荷兰人't Hooft 和美国人 Susskind 最终确信，黑洞的表面蕴含了黑洞的一切信息，包括黑洞坍缩之前的信息[2,3]。将黑洞的质量增加，黑洞会变得越来越大，视界也会变得越来越大，视界的每个部分看起来真的越来越平。当视界变成无限大时，视界就是平的了，Susskind 据此推测，不但黑洞的信息可以用视界来储存，整个世界都可以用一个平面来储存信息，这就是全息原理。可是，不论黑洞还是整个世界，我们都不知道储存信息的语言，以及如何翻译这个语言。这个问题是目前量子引力的一个大难题。

1997 年，J. Maldacena 在研究弦论中的膜时，发现了实现全息原理的一个系统，或者一系列系统，这些系统和我们所知的黑洞完全不同，和我们所知的世界也完全不同[4]。在他的系统中，时间和空间组成所谓的反德西特空间。但是他找到了全息图和全息图所用的语言，他以及后来的研究者们也找到了翻译这个语言的一些办法。与反德西特时空不同，全息图上没有引力，只有我们熟悉的规范相互作用，虽然我们知道如何从这个规范相互作用翻译出一些真正时空中的物理过程，一套完整的同时简单的翻译办法还没有被发现。找出这个简明对照字典也是目前的一大难题。

有理由相信，全息原理不仅可以应用到黑洞、一个渐近平坦的时空和一个反德西特时空，也应该可以应用到宇宙学中去。但在这里我们遇到一些根本上的困难，第一，起源于弦论的全息原理本身通常是借助弦论的表述才找到精确的全息理论的，在反德西特空间的情形，我们有 D 膜上的理论帮助，这样我们得到的全息理论是超对称规范理论，而在宇宙学的情形，目前我们还不能一般地写出弦论表述，

这在根本上与一般的宇宙学背景不允许 $\boldsymbol{S}$ 矩阵存在的事实有关。第二，当背景随着时间变化时，我们还没有找到一个帮助我们确定全息理论时空维度以及全息理论应该和宇宙学背景中的哪一个超时空曲面有关的原理，这个困难和广义相对论中对时间的理解有关。在全息理论中，我们相信空间是一个呈现出来的而非基本概念，那么，时间是否也应该是呈现出来的概念？

尽管有以上两个本质上的困难，针对一些特殊的背景的全息理论还是被提出来了，在过去的几年中受到了一定程度的重视[5]。但是很明显，这些理论还不是完善的，而且只是针对特殊的背景。一个更加一般的宇宙学全息理论的提出将加深我们对很多难题的理解，如量子引力的全息原理、宇宙学的一些基本问题如宇宙创生和宇宙学奇点、时间的起源等。

参 考 文 献

[1] Jacob D Bekestein. Phys Rev D, 1973, 7: 2333.
[2] Gerard’t Hooft. Salamfest 0284-296, 1993.
[3] Leonard Susskind. J Math Phys, 1995, 36: 6377.
[4] Juan Maldacena. Adv Theor Math Phys, 1998, 2: 231.
[5] Ben Craps, Savdeep Sethi, Erik P Verlinde. JHEP, 2005, 0510: 005.

撰稿人：李 淼
中国科学院理论物理研究所

星系的形成和演化

Formation and Evolution of Galaxies

星系是由引力维系在一起，尺度从数千到数十万光年，包含数百万至数千亿颗不同种类恒星和星际物质的复杂天体系统。数以千亿计各具特色的星系是构成宇宙的基本单元。在长约 140 亿年的宇宙历史中，星系何时形成，如何形成？形成以后又如何演化?[1] 星系的形成和演化过程如何决定它们的形态、结构、光度、能谱、化学成分、运动等观测特征？这不仅是当代天文学，也是物理学需要回答的重大问题之一。

20 世纪 30 年代，星系天文学之父 E.哈勃按照形态把星系大致分为椭圆星系、旋涡星系和不规则星系三类[2]。他相信这是一个演化序列：星系形成之初是形状最简单的球状气团，由于自转逐渐变扁，同时在引力作用下发生收缩，密度增大，气体凝聚为恒星，扁平部分形成旋涡，旋涡逐渐松散以至消失。也就是说，星系是从椭圆星系经过旋涡星系最后演化成不规则星系的。直到今天，人们仍将哈勃序列的左边(椭圆星系)称为“早型”星系，右边(旋涡星系和不规则星系)称为“晚型”星系，就是基于这一历史背景。

20 世纪 40 年代以后，人们发现椭圆星系主要由老年恒星组成，气体成分很少，而“晚型”星系的气体含量和年轻恒星较多。于是又有人主张星系演化是从不规则星系到旋涡星系再到椭圆星系。这种观点遇到的困难是：扁平的系统无法根据动力学规律自动演变为椭球形，而且无法解释旋涡星系中为何也存在老年恒星的现象。

1962 年，O. Eggen，D. Lynden-bell 和 A. Sandage 提出，像银河系这样的旋涡星系是由一个近似球状、旋转着的原星系云快速坍缩形成的[3]。最早形成的贫金属星和球状星团沿着几乎径向的偏心椭圆轨道运动。而余下的气体通过辐射耗散能量继续坍缩，由于角动量守恒而落到一个旋转的圆盘上。盘上的气体由于含有前代恒星通过星风和超新星爆发抛出的重元素，可以说明从它生成的年轻恒星金属含量高的观测事实。如果原星系云初始角动量较小，恒星形成得非常迅速，一开始就耗尽了所有的气体，留下的恒星系统无法通过耗散能量继续坍缩，从而大体保持着原有的椭球形状。那就是椭圆星系。这个基于一次孤立坍缩的 ELS 模型虽然取得了一定的成功，但仍然难以解释星系内球状星团和晕星之间，不同球状星团之间在年龄、化学成分和运动学特征等方面观测到的差异。

20 世纪 70 年代以后，人们注意到近距星系之间潮汐作用引起的碰撞和并合可

能是星系形成和演化的重要动力。1972 年，Toomre 兄弟首先用 N 体数值模拟重现了这种演化[4]。1978 年，L. Searle 和 R. Zinn 进一步提出了星系由一些较小的单元先行坍缩，然后逐步并合成较大系统的模型[5]。

两个富气旋涡星系碰撞产生的激波可能触发大规模恒星形成,由此引起的超新星爆发可能把系统中的星际物质吹走，同时剧烈的弛豫将两个星系的盘成分瓦解，最后并合成一个几乎没有气体的椭圆星系。只有大小相当的两个星系并合(主并合)才能造成这种星系形态的转换。如果并合的星系大小悬殊(次并合)，后果则是大星系吃掉小星系，虽然能基本保持原有的形态，但却增加了不同年龄、不同化学组成和不同运动特性的成分。这一机制可以较好地解释星系团内密度较高的区域椭圆星系较多(形态-密度关系)，其中心往往有超巨椭圆星系，团内广泛存在 X 射线热气体，以及某些椭圆星系外围存在壳状结构、核心存在反转部分等并合遗迹的观测事实。1994 年发现我们银河系正在撕裂和吞食附近的人马座矮球状星系的证据之后，这种观点得到了更有力的支持[6]。

星系中的恒星形成和演化过程是决定星系化学成分、星气比例、光度、颜色等物理量随时间演化的主要因素。不同质量的恒星有不同的演化途径，为了研究星系的化学演化史，我们需要知道恒星在形成时按质量的分布(初始质量函数)和星际气体转换为恒星的速率随时间的变化(恒星形成史)。人们通常用“星族合成方法”，将恒星演化理论计算出的结果同观测数据拟合来决定这些参数,但它们究竟由什么物理条件决定，即如何从理论上导出它们，仍是星系演化研究的迫切问题之一。

研究星系形成和演化的困难在于:人的寿命(100 年)乃至天文学的历史(数千年)同星系的寿命(100 亿年以上)相比实在太短，绝无可能跟踪个别星系的演化历程。幸而由于光速的有限性，我们可以用星系的距离来推断其年龄的上限：如果星系都是在距今 137 亿年的大爆炸之后某个时刻产生的，那么一个距离我们 37 亿光年的星系年龄将不会超过 100 亿年,而离我们 100 亿光年的星系年龄将不超过 37 亿年。正如处于不同地层的化石揭示了生物的演化史一样,处于不同距离的星系也将反映出宇宙中星系的演化史。不过，星系距离越远，我们能收到的光就越弱，地球大气的消光和抖动对观测的影响就越严重。为了看到真正年轻的星系，人们建造了口径 2.4m 的哈勃空间望远镜和一批口径 8~10m 的地面望远镜，积累了大量不同距离(也即不同年龄)星系的形态、测光和分光资料，为直接考察星系的形成和演化提供了前所未有的宝贵信息。目前观测到最远的星系红移接近 7，表明星系形成的时刻应该不到宇宙目前年龄的 6%(大爆炸之后 8 亿年)[7]。同今天的星系相比，年轻星系尺度约小 10 倍，这看来有利于星系从小到大逐级并合的冷暗物质宇宙学模型。该模型预言，像银河系这样的大型星系只能在红移约为 1 时形成。可是最近用双色判据(BzK)却发现了一批红移 2 左右的大型星系[8]；而斯隆数字巡天发现，包含十亿至百亿太阳质量黑洞的亮类星体甚至在红移大于 6 的宇宙早期已经存在[9]，这些观测

事实又为上述“标准”宇宙学模型提出了严峻的挑战。

星系是在宇宙中形成和演化的。以暗能量和暗物质主导的宇宙给星系的形成和演化提供了初始条件和环境约束。人们对星系形成和演化的了解有赖于对宇宙学本身，特别是早期宇宙中密度涨落的起源、暗物质与暗能量对可见物质演化的影响等问题的深入研究。计算机 N 体数值模拟在宇宙大尺度结构形成的研究中取得了重要进展，但应用到星系尺度上还需要进一步提高分辨率。为计入气体冷却和加热、恒星形成和反馈等复杂过程，还要以部分参数由经验决定的“半解析模型”作为补充。

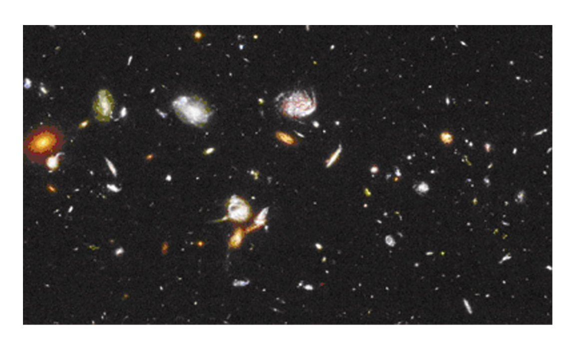


图 1　哈勃望远镜极深度曝光拍摄的部分天区(HUDF)中星系显示出明显相互作用

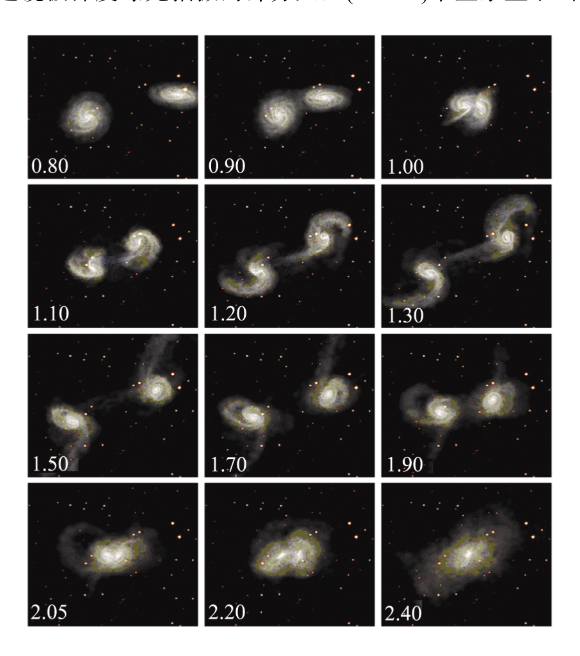


图 2　两个旋涡星系并合为椭圆星系的计算机模拟

为了检验这些理论是否正确，人们正在计划建造口径 6.5m 的空间望远镜、30~100m 的地面光学红外望远镜、500m 的射电望远镜、毫米~亚毫米波阵列望远

镜等新一代设备，将观测遥远星系的能力推进到红移 10~20，以实现“目击”最年轻星系形成时发出的“第一缕光”并追踪其演化历程的目标。

参 考 文 献

[1] Spinrad H. Galaxy Formation and Evolution. UK Chichester: Praxis Publishing Ltd, 2005.
[2] Hubble E, The Realm of the Nebulae. Yale University Press, 1936.
[3] Eggen O, Lindden-Bell D. Sandage, A., ApJ, 1962, 136: 748.
[4] Toomre A, Toomre J. ApJ, 1972, 178: 623.
[5] Searle L, Zinn R. ApJ, 1978, 225: 357.
[6] Ibata R, Lewis G. Nature, 1994, 370: 194.
[7] Kneib J, et al. ApJ, 2004, 607: 697.
[8] Kong X, et al. ApJ, 2006, 638: 72.
[9] Fan X, et al. AJ, 2003, 125: 1649.

撰稿人：邹振隆
中国科学院国家天文台

星系核心黑洞的形成和演化

Formation and Evolution of Black Holes

20世纪60年代是天文学发展史上最为光辉灿烂和激动人心的时代之一。其中类星体和中子星以及大批X射线源的发现，开辟了许多挑战基本物理规律的新研究方向。解释这些新现象，迫使天体物理学家们从核能又回到引力能，但不同的是，这次涉及尚无直接观测证据黑洞。当物质落入黑洞时释放大量引力能，效率高达核能的数十倍！但黑洞是如何形成的呢？

按照现有流行的理解，根据质量将黑洞大致分为三类：①恒星级黑洞(约为太阳质量的数倍和几十倍)；②中等质量黑洞(10^2~$10^4 M_\odot$)；③位于星系中心的超大质量黑洞(10^5~$10^{10} M_\odot$)。人们已经基本清楚恒星级黑洞是大质量恒星演化的最终结果，而中等质量黑洞主要与星团演化有关。最令人困惑的是超大质量黑洞的形成与演化。

英国剑桥大学天文与天体物理学家，现任英国皇家学会主席M. J. Rees爵士，总结了大量观测事实，在现有理论基础之上，给出了一个大质量黑洞形成的路线图[2](以下简称Rees图)，如图1所示。实际上Rees图几乎囊括了当代天体物理的所有重要前沿领域。有以下重大关键问题需要观测和理论研究：

(1) 原始气体云如何坍缩？可以直接坍缩成黑洞吗？由于Jeans不稳定性导致引力坍缩，形成原始星云，星云之间的相互作用使得它们带有足够多的角动量，阻止了进一步坍缩。解决这个问题的可能途径之一是，宇宙早期背景辐射光子的Compton阻尼转移角动量。但是由于涉及很多宇宙学问题，有待进一步观测和理论突破。

(2) N体恒星和动力学演化问题[1]。由于大规模的计算机数值模拟，有引力相互作用的N体质点动力学演化取得了重要进展。然而，由于N体恒星涉及了恒星演化、超新星爆发、中子星和恒星级黑洞的形成、不同类型恒星之间的相互作用、致密天体的吸积、特别是引力波辐射，这些不可忽略的问题，使得研究几乎变得不可能得到答案。由于演化中的引力波辐射，必然形成宇宙的引力波背景。即将投入研究的空间探测引力波辐射的LISA计划，将十分有助于揭示N体演化形成大质量黑洞问题。

(3) 巨型双黑洞和巨型孤立黑洞。在Rees图中双黑洞的形成不可避免，由于双黑洞所处环境和系统动力学参数不同，双黑洞不仅有不同的寿命，也可能有不同

的观测特征，从射电到 X 射线都有可能观测到巨型双黑洞。寻找巨型双黑洞是一个艰巨的观测任务。另一方面，由于在双黑洞并合时，引力波辐射的各向异性，并合后的黑洞受到反冲作用，可能运动到星系以外，形成孤立黑洞，毫无疑问，寻找这类黑洞具有重要意义。

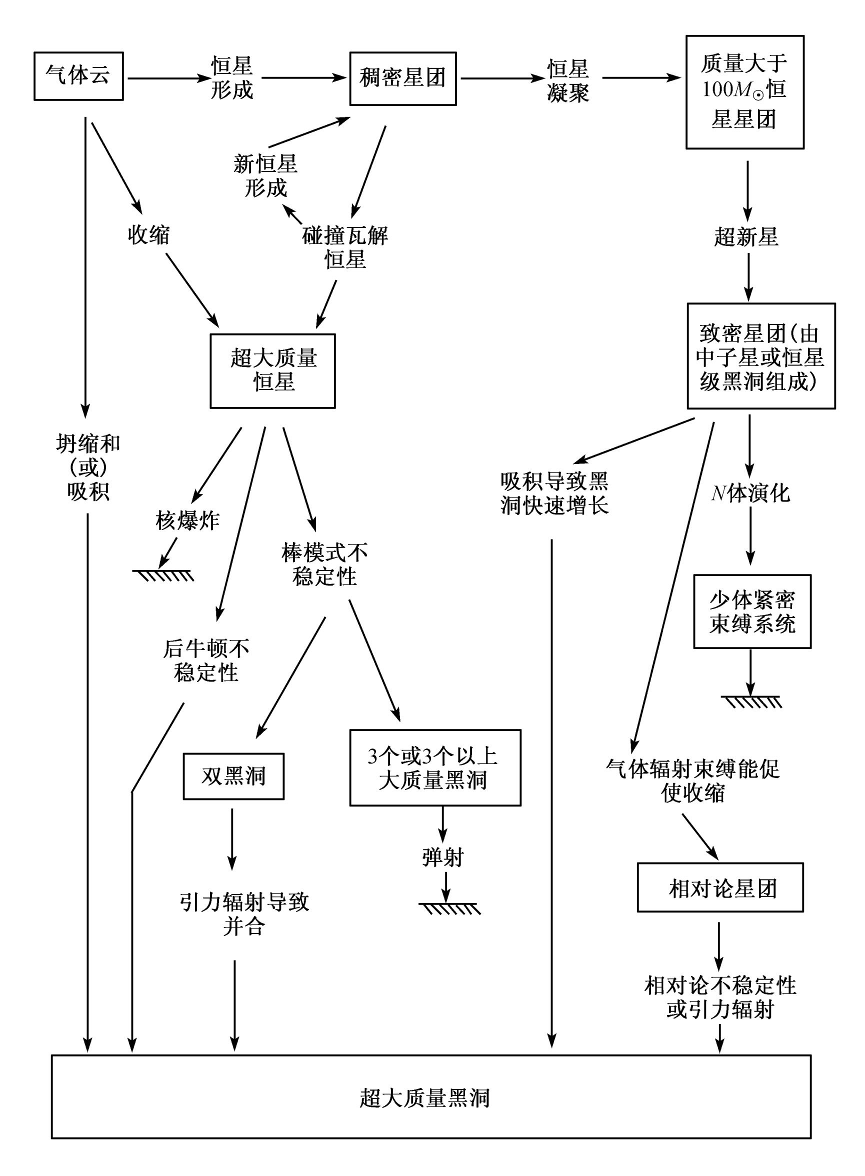


图 1 Rees 图

(4) 黑洞质量增长和演化。大质量黑洞形成以后，黑洞如何增长？大样本光学

和 X 射线观测表明，巨型黑洞的活动是间歇式的，吸积增长也必然具有相同的模式，特别是黑洞质量与星系的核球质量密切相关[3]。然而，由于典型黑洞的质量集中在只有日地距离的范围内，核球尺度却有上千光年的大小，尺度相差如此之大的两个质量如此密切相连，背后的物理机制是什么？巨型黑洞如何控制星系的形成[4]？

(5) 宇宙再电离。观测研究表明，宇宙经过黑暗时期以后，电离大约发生在红移约为 17 的时代。电离的能源是什么？与类星体大样本光度函数对比发现，小型类星体，即黑洞质量为 10^3~$10^6 M_\odot$ 的黑洞吸积可能是再电离的能源[5]。因此，黑洞形成又推倒红移 17 以前。那么原初黑洞如何形成的？目前既缺乏合理的物理模型，又没有观测提供参考。

巨型黑洞形成和演化是一个涉及星系形成和宇宙演化的重大研究方向，是一个充满大量挑战性问题、有待开垦的荒原。

参 考 文 献

[1] Hut P, et al. Progress of Theoretical Physics, 2007, 118: 187.

[2] Rees M J. ARA&A, 1984, 22: 471.

[3] Tremaine S, et al. ApJ, 2002, 574: 740.

[4] Djorgovski SG, et al. 2008, astro-ph/0803.2862.

[5] Madau P, et al. ApJ, 2004, 604: 484.

撰稿人：王建民

中国科学院高能物理研究所

弦宇宙学的初始条件问题

The Initial Condition Problem in String Theory

最近几十年以来的宇宙学观测支持大爆炸宇宙学理论。逆着时间演化的方向，宇宙能量密度越来越大，在宇宙早期的某个时刻时空是奇异的。在这个奇点附近，通常的物理定律(包括广义相对论和量子场论)全都不再适用。大爆炸奇异性诱发了很多非常深刻的问题。比如，存在时间的起点吗？大爆炸之前还有什么物理过程？甚至,这些问题本身是有物理意义的吗？哪些问题才是应当问的问题？人们相信只有量子引力理论才能用来研究时空奇异点附近的物理。就目前的认识而言，弦理论是最有希望成功的量子引力理论。因此弦理论也许可以被用来解决大爆炸的奇异性问题。解决大爆炸的奇异性的含义是如何对奇点附近的物理给出一个物理上有意义的有限的描述。

从宏观的角度来讲，热力学是普适的。热力学第二定律指出任何一个热力学体系的熵随时间演化不会减少。由于现在宇宙的熵是有限的，那么宇宙早期的熵必然很小。如果宇宙存在一个起点，一个很自然的问题就是宇宙为什么开始于一个熵很小的状态？弦理论很可能是一个自然包含了全息性的理论。那么弦理论如何解释宇宙早期的熵为什么那么小？

弦是一维延展体。弦理论中，几何并不是绝对的概念。不同几何背景下的弦理论可以给出相同的可观测的物理。一个简单的例子就是 T 对偶。在某些情况下，弦理论中空间的几何只是是一个衍生的(emergent)概念。例如 BFSS 矩阵模型的出发点是考虑在光锥坐标中有很多 D0 膜。当这些 D0 膜重合的时候，他们所处的“坐标”是量子力学系统下用矩阵来刻画的变量，而不是一些数值。这时没有几何的解释。只有当这些 D0 膜互相远离对方的时候才有通常的 D0 膜位置的几何解释。更进一步地，时间是否也是一个衍生的概念？在靠近宇宙早期奇点的时候，时间也许不再是一个物理上有意义的概念。

如果时间也是衍生的概念。那么问时间产生之前宇宙的状态是否是有意义的呢？宇宙波函数存在吗？如果存在，如何理解这个波函数，或者宇宙波函数会给出什么样的宇宙的初始条件？甚至宇宙波函数是否可以帮助我们在弦景观中选择出我们这个宇宙所在的真空？

我们通常讨论的宇宙波函数只局限于简单的引力理论中，我们还没有将这个概念推广到弦论和 M 理论。在弦论和 M 理论中如何实现一般的随时间演化的背景还

是一个没有被解决的问题。进一步，什么样的物理变量在宇宙的极端条件下取代时间和空间？如何用这些新变量来描述宇宙学的初始条件问题？这些都是未来需要解决的重要问题。

总之，时间是物理学中最为深邃的基本物理概念之一。关于时间和宇宙学初始条件有太多困难的问题等待人们去探索。

参 考 文 献

[1] Hawking S W, Penrose R. The singularities of gravitational collapse and cosmology. Proc Roy Soc Lond A, 1970, 314: 529.

[2] Hartle J B, Hawking S W. Wave function of the universe. Phys Rev D, 1983, 28: 2960.

[3] Banks T, Fischler W, Shenker S H, et al. M theory as a matrix model: a conjecture. Phys Rev D, 1997, 55: 5112.

[4] Banks T. Entropy and initial conditions in cosmology. hep-th/0701146.

[5] Nathan Seiberg. Emergent spacetime. hep-th/0601234.

撰稿人：黄庆国　李　淼

中国科学院理论物理研究所

弦论中宇宙弦产生的定量研究

Quantitative Study of Cosmic String Production

过去 30 余年中，宇宙弦的研究是粒子宇宙学中的一个相当重要的课题。早期，人们关注的是在宇宙演化过程中对称破缺导致的宇宙弦的产生及其物理效应。近来，弦理论的发展为宇宙弦的研究注入了新的生命力。

让我们简短地回顾一下宇宙弦的历史。在 20 世纪 70 年代，人们在研究宇宙相变中发现，如果真空流形有非平凡的同伦类，相变后将可能产生各种可能的拓扑缺陷(topological defect)，其中包括宇宙弦。更准确地说，如果一个在高能标下的对称性 G 自发破缺到其子群 H 上，真空流形是一个陪集空间 G/H。如果这个真空流形有非平凡的同伦类，就可以产生各种各样的拓扑缺陷。特别地，如果有非平凡的第一同伦类，产生的拓扑缺陷可能是宇宙弦。由 Kibble 机制，产生的宇宙弦的特征尺度不能超过因果视界。随着宇宙的演化，这些随机产生的宇宙弦也相应地演化。然而其演化是个动力学的过程，与弦间的相互作用密切相关。让人惊奇的是，数值模拟发现弦的演化将达到一个吸引子解，即无论初始产生多少宇宙弦，以及无论弦的张率、相互作用强度是多少，最终得到的宇宙弦只有数十根。

宇宙弦存在的可能性引起了人们极大的兴趣。特别，人们曾经期待它诱导的度规扰动可以是星系结构产生的根源，从而提供了一个取代暴涨模型的新机制。然而，实验观察到的微波背景辐射(CMB)谱的标度不变性否定了这种可能。现在认为标量暴涨模型或者其他可能给出标度不变 CMB 谱的模型主导了星系结构的形成，而宇宙弦如果存在其对星系结构形成的影响非常小。这反过来对宇宙弦的张力给出了很强的限制。此外，由于暴涨的存在，如果宇宙弦在暴涨前产生，将由于宇宙尺度在暴涨阶段的极速膨胀而被极大地稀释。因此，宇宙弦产生并有一定观察效应的可能必要条件：①必须在暴涨结束后产生；②必须在宇宙时间尺度上是稳定的；③张力必须足够小。

近年来，随着弦宇宙学的发展，一些新的宇宙模型被相继提出。在某些模型中，宇宙弦获得了新的生命力。一种特别吸引人的模型是所谓的膜宇宙。简单地说，在这个模型中，我们生活在一个具有四个时空维度的三维膜宇宙上，还可能存在其他的额外维度。更重要的是还存在着一个相同维数的反膜，与我们的宇宙在额外维中平行。我们宇宙的暴涨来源于膜与反膜间的相互吸引，而暴涨的结束时刻对应于反膜与我们宇宙的接触。由于膜与反膜的荷相反，二者接触时会发生湮没，产生大量

的湮没产物，这其中包括宇宙弦。然而，这个湮没的过程是一个弦理论中的非微扰过程，称为快子凝聚。与普通的宇宙弦产生不同，这儿快子凝聚可以产生多种宇宙弦：基本弦(F1)，D-弦(D1)，(F1，D1)-束缚态以及弦结(string junction). 为了与普通量子场论产生的宇宙弦区分，通常把弦论中产生的宇宙弦称为宇宙超弦(cosmic superstring)。

宇宙超弦与通常的宇宙弦相比，既有共同点也有不同点。尽管二者有不同的张力，弦的相互作用也有所不同，但演化后都达到一个吸引子解。而且它们最重要的观测效应都是弦的引力透镜效应以及由弦产生的引力波。但是在宇宙超弦中存在着弦结，这些弦结有全新的引力透镜效应，比如说它可以产生三个非常锐利的相似的像。

寻找宇宙超弦具有深远的物理意义。一方面，宇宙超弦可以提供超弦理论的直接实验证据，使我们更好地理解超弦理论；另一方面，它也可以提供研究早期宇宙模型的线索。因此，宇宙超弦的研究正成为弦理论和弦宇宙学的一个重要的研究方向。

不幸的是，至今我们仍然没有宇宙弦存在的直接实验证据。与此相关的，我们不仅要问这样一个问题：在膜世界图像中，宇宙超弦能够大量产生吗？如果不能，其产生的概率是多少？对这些问题的回答并不简单。由于宇宙超弦的产生是一个快子凝聚的过程，对此过程的准确描述需要非微扰弦理论的知识。而我们对此所知甚少。可以说，我们缺少一个有力的工具来定量或者半定量地研究弦理论中宇宙弦的产生问题。也许，弦场论可以帮助我们回答这个问题。

参 考 文 献

[1] Vilenkin A, Shellard E P S. Cosmic Strings and Other Topological Defects. Cambridge University Press, 1994.

[2] Polchinski J. Introduction to cosmic F- and D-strings. hep-th/0412244.

撰稿人：陈 斌[1] 卢建新[2]

1 北京大学物理学院

2 中国科学技术大学交叉学科理论研究中心

弦论中标准粒子模型的实现

Realization of the Standard Model in String Theory

弦理论认为构造自然界的基本单位是弦而不是点粒子,并且弦的振动模式描述了基本粒子[1,2]。有两种弦理论: 玻色弦理论和超对称弦理论(超弦理论)。玻色弦理论不具有费米子故不可能描述自然界。在超弦理论中, 反常相消要求时空的临界维度是 10 维。并且存在五种自洽的 10 维超弦理论[1,2]:杂交弦 $E_8\times E_8$,杂交弦 SO(32), Type I, Type IIA 和 Type IIB。它们可能能统一到十一维的 M 理论[1,2]。因为超弦理论是目前唯一可能能描述量子引力的理论,所以如何在超弦理论中构造标准模型或超对称标准模型是一个非常重要的课题。刚开始(1985 年左右), 超弦模型构造主要局限于杂交弦 $E_8\times E_8$ 。原因非常简单: E_8 能自然破缺到标准模型规范对称性, 并且对称性破缺链如下:

$$E_8\rightarrow E_6\rightarrow SO(10)\rightarrow SU(5)\rightarrow SU(3)_C\times SU(2)_L\times U(1)_Y$$

杂交弦 $E_8\times E_8$ 的模型主要有三类: Calabi-Yau 流形紧致化; Orbifold 紧致化; 四维费米弦模型[1]。

1995 年以后, 随着 D 膜的发现, 并且由于 D 膜上可具有规范对称性, 我们也能构造 Type II 超弦 D 膜模型[2]。超弦 D 膜模型主要也有三类: 相交 D 膜模型、在奇点的 D 膜模型、Gepner 模型。

研究较多并且比较成功的超弦模型如下: 杂交弦 $E_8\times E_8$ 的 Calabi-Yau 流形和 Orbifold 紧致化、四维费米弦模型、Type II 相交 D 膜模型。满足条件的 Calabi-Yau 流形构造依然是一个非常困难的数学问题, 故我将详细介绍。其他三类超弦模型物理学家已经仔细研究了, 故我将简单介绍。具体如下:

(1) 杂交弦 $E_8\times E_8$ 的 Calabi-Yau 流形紧致化

为了更好地消除反常, 一般考虑的是强耦合杂交弦 $E_8\times E_8$ 或者说是 S^1/Z_2 上的 M 理论。Calabi-Yau 流形的构造是一个纯数学问题。为了得到超对称标准模型, 我们对 Calabi-Yau 流形有很强的限制。具体如下:

假定 X 是一个 Calabi-Yau Threefold, 它上面有一个全纯矢量纤维丛 V_T 。并且 V_T 是 Observable 纤维丛 V_O 和 Hidden 纤维丛 V_H 的直和:

$$V_T=V_O\oplus V_H$$

假定 V_O 的结构群是 SU(4)或 SU(5), 我们可将结构群镶嵌入 Observable Sector 的 E_8 规范对称性, 并将 E_8 分别破缺到 Spin(10) 或 SU(5) 规范对称性。为了进一

步破缺 Spin(10) 或 SU(5)，我们要求 X 不是单连通的，并且它的基本群为

$$\Pi_1(X) = G_X$$

利用 G_X Wilson Line，我们可将 SU(5)规范对称性破缺到标准模型对称性 $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$(如 $G_X=Z_2$)，或将 Spin(10)规范对称性破缺到 $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_{I3R} \times U(1)_{B\text{-}L}$ (如 $G_X=Z_6$ 或 $Z_3 \times Z_3$)。

并且流形 X 和纤维丛 V_T, V_O 和 V_H 必须满足以下条件：

(a) 在树图，V_T 必须是 Polystable 相对于在 X 上的一个 Kahler 类 ω，并且有零 Slope $\mu_\omega(V_T)=0$ 。然后按照 Donalson-Uhlenbeck-Yau 理论，我们可以得到厄米 Yang-Mills 联络。

(b) $C_2(TX)-C_2(V_O)-C_2(V_H)=[W]$

C_2 是第二陈类，TX 是 X 的切丛，$[W]$ 是 M5 膜在 X 中 Wrap 的全纯曲线(Two Cycle)的同调类的 Poincarex 对耦四形式。在物理上来说，这就是 Green-Schwarz 反常相消条件。

(c) $C_1(V_O)=0$

C_1 是第一陈类，故 V_O 的结构群是 SU(N)而不是 U(N)。

(d) $C_3(V_O)= \pm 6$

C_3 是第三陈类，这条件是为了得到三代标准模型费米子。

总之，上述 Calabi-Yau 流形的构造是一个非常困难的数学问题。目前数学家只构造出一个 Calabi-Yau 流形确定满足上述条件。 其中 V_O 的结构群是 SU(5), G_X 是 Z_2，故在 Observable Sector 的 E_8 对称性破缺为：

$$E_8 \rightarrow SU(5) \rightarrow SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y ,$$

第一步破缺是将结构群 SU(5)镶嵌入 Observable Sector 的 E_8 规范对称性，第二步破缺是通过 Z_2 Wilson Line。

(2) 杂交弦 $E_8 \times E_8$ 的 Orbifold 紧致化

在这类模型构造中，利用规范移动(Gauge Shift)将 Observable Sector 的 E_8 规范对称性破缺到 SO(10)或 E_6 规范对称性，然后利用 Wilson Line 进一步破缺到标准模型规范对称性。物理学家已能构造出这类超对称标准模型，可能能退耦所有额外的奇异粒子，并解释标准模型费米子的质量和混合。

(3) 四维费米弦模型

在四维费米弦构造的杂交弦 $E_8 \times E_8$ 中，人们在世界面上引入自由费米子来消除共形反常。因此，这类模型构造直接从四维时空出发。物理学家构造的成功模型有三类：类似于标准模型的模型(规范群是 $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)^n$)；Pati-Salam 模型(规范群是 $SU(4)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R$)和 Flipped SU(5)模型(规范群是 $SU(5) \times U(1)_X$)。原因是这三类模型不需引入高维 Higgs 粒子来将各自的规范对称性破缺到标准模型规范对称性。

(4) Type II 相交 D 膜模型

最成功的超对称 Type II 相交 D 膜模型是基于 Type IIA Orientifold on $T^6/Z_2 \times Z_2$。这类模型有两个主要限制条件：RR Tadpole 相消条件和超对称 D 膜构形。物理学家构造的较成功的模型都是 Pati-Salam 模型。一般来说，D 膜模型不具有规范耦合常数统一，并且很难解释费米子的质量和混合。最近研究发现，其中一个超对称 D 膜模型在弦能标的确具有规范耦合常数统一，Pati-Salam 规范对称性能自然破缺到标准模型规范对称性，能解释标准模型费米子的质量和混合，并可能能退耦所有额外的奇异粒子。

参 考 文 献

[1] M B Green, J H Schwarz, E Witten. Super String Theory. Vol 1, 2. Cambridge: Cambridge University Press, 1987.

[2] J Polchinski. Super String Theory, Vol 1, 2. Cambridge: Cambridge University Press.

撰稿人：李田军

中国科学院理论物理研究所

物质自转与引力场的作用

Interactions between Spin of Matter and Gravitional Field

物质的旋转(流体的漩涡、准刚性物体绕其质心的转动，以及粒子的自旋)与引力场有什么样的相互作用？

让我们以自由落体为例来阐述并回答这个问题。在真空室中考虑两个自由下落的球体，其中一个球体绕其球心高速旋转，另一个则没有旋转；高速旋转的球体在自由下落中与地球引力场的相互作用可能会产生三种不同的物理效应：

(1) 转动物体在引力场的运动过程中可能会受到一个力矩的作用，因而使得其自旋的方向发生变化(进动)。广义相对论预言了这种效应：一个自转方向指向远方天体的在地球极轨道运行的陀螺,其自转方向相对于远方天体方向将发生两种互相垂直的进动(一个是测地效应，另一个是坐标系拖曳效应)。为了检验这类效应，美国科学家经历了 40 年的技术研究工作而于 2004 年 4 月 20 日将一颗卫星成功发射升空，预计不久的将来会公布测量结果[1]。

(2) 第二种可能的效应是转动物体的自转速率会在运动过程中发上变化，例如地球在绕太阳作轨道运动的过程中,地球自转的速率可能会因太阳引力场的作用而发生周期性的变化。如何用理论（广义相对论或其他引力理论）计算这种可能的效应是一个不容易但是需要进行研究的问题。

(3) 另一种可能的效应是，由于转动物体的自旋与引力场的耦合而产生微小的作用于质心上的附加作用力,这使得一个转动物体的自由落体与一个无转动物体的自由下落会不同；如果借用通常的等效原理这个词，这就是说，物体的转动与引力场的相互作用破坏了等效原理。广义相对论在处理物质转动的现象方面有不足。因为有转动的物质像有自旋的粒子一样，其能量-动量张量不再是对称的，而且描写转动物体的物理量除了能-动张量外还应当有自旋张量。但是在广义相对论中，作为引力场源只是能－动张量的对称部分,而反对称部分以及自旋张量对引力场的产生没有任何贡献。解决这个问题的一种理论是除了度规场（严格说要引入局部标架场）之外还要引入挠率(torsion)场，这类理论最早出现的就是 Einstein-Cardan 理论，但是其中的挠率场不是动力学场。后来发展起来的引力规范理论[2]，挠率场成为了动力学场。在这类理论中，引力场有两个：标架场和挠率场。描写转动物质的物理量也有两个：能-动张量(既有对称部分又有反对称部分)和自旋张量。标架场的源是能-动张量；而挠率场的源是自旋张量。同时，检验质量的运动方程也有两类：

一是与能-动张量的协变散度相关的方程(这是广义相对论中的相应方程的推广)，另一个是自旋张量的协变散度的方程(能-动张量的反称部分决定这个散度)。所以，在有挠率场的理论中，能-动张量的协变散度已不再等于零而是与自旋张量和挠率场有关(检验质量的运动偏离了测地线，或者借用通常的说法，自转物体或自旋粒子破坏了等效原理)[2]。

我们用模型无关的唯象方法对这种效应做过量级估计(但不是严格的理论计算)，结果表明[3]：在地球表面，一个现实尺度的旋转物体破坏等效原理的相对量级上限是 10^{-14}，进而提出了地面和空间的实验检验计划，并在地面实验室使用两个真空管进行了这类实验的观测：一个真空管中自由落体的陀螺高速旋转，另一个真空管中的自由落体陀螺没有旋转，结果表明，在 10^{-7} 的精度内等效原理成立[3]。

由于机械陀螺的摩擦力难于克服，高精度的实验需要在空间卫星上使用陀螺-加速度计进行，有关的空间实验还处于规划之中。

虽然理论上的这种效应是明显的，但是，要想利用引力规范理论做具体的计算就必须对流体的能－动张量密度进行积分，积分的区域应当遍及实验设计中所用陀螺的球体或柱体。如何做这种积分？如何定义准刚体？多级展开似乎可以作为对准刚体的近似，但是现在还没有解决这类具体应用问题的其他的好方法。

参 考 文 献

[1] http://einstein.stanford.edu/.

[2] 郭汉英，吴咏时，张元仲. 引力规范理论的一种方案. 科学通报，1973, 18: 72.

[3] Zhang Y Z, Luo J, Xie Y X. Gravitational effects of rotating bodies. Modern Phys Lett A, 2001, 12: 789; Luo J, Nie Y X, Zhang Y Z, Zhou Z B. Null result for the violation of equivalence principle with free fall rotating gyroscopes. Phys Rev D, 2002, 65: 042005; Zhou Z B, Luo J, Yan Q. et al. New upper limit from terrestrial equivalence principle test for extended rotating bodies. Phys Rev D, 2002, 66: 022002.

撰稿人：张元仲

中国科学院理论物理研究所

p 为什么时空是四维的？

Why is Spacetime Four Dimensional?

时空为什么是四维的？无论是日常生活的经验还是迄今为止物理实验的测量都告诉我们这是一个不是问题的问题。因此，在描写粒子间强、弱和电磁这些规范相互作用的量子场论中，时空被预设为(3+1)维平直的闵氏空间。在描写引力的广义相对论中，时空虽然不再被看成不变的背景，但其总维度仍然被先验地取成了 4。

Einstein 的广义相对论是摒弃了 Newton 引力理论中超距作用特点的关于引力的经典场论。要正确理解广义相对论研究揭示出来的许多现象，如黑洞的 Hawking 辐射和宇宙中结构形成所需的原初扰动等，都需要把广义相对论与量子力学结合起来，构建无紫外发散困难的量子引力理论。这是当代物理学基础研究所追求的核心目标之一。超弦理论通过把构成自然的基石假设为具有张力的长度不小于 10^{-33}cm 的一维弦，在微扰论意义上建立起了能统一描写引力和规范相互作用的量子理论。自从 20 世纪 90 年代中期爆发超弦的第二次革命至今，超弦理论的非微扰研究也取得了长足的发展。许多物理学家乐观地认为，超弦理论目前看来已成为终极量子引力理论最有希望的候选者。

与四维闵氏时空中的量子场论相比，超弦理论有一些与众不同的特点。除其研究对象是弦而非场论中的点粒子，超弦理论还预言弦的玻色振动模式与费米振动模式之间存在对称性(超对称)以及时空中存在额外的空间维度。在超弦理论中，弦的振动模式被诠释为量子场论意义上的粒子。要描写时空中的费米子，弦理论必须具有超对称。此外，广义协变的超弦动力学只有处在 10 维时空才能逻辑自洽地量子化。因此，按照超弦理论，在目前物理学已观测到的四维时空的每一点上存在着一个实验上尚未揭示的 6 维空间。

超对称和额外维这两个特征都超出了当前 10^2GeV 能标下实验物理学的认知水平。物理学家们期望超弦理论的基本方程组应允许具有有效 4 维时空的低能近似解：10 个时空维度中只有包括时间维在内的 4 个维度是近似平坦的，而其余 6 个空间维度高度弯曲到了如此小的尺度以致逃脱了目前物理实验的探测。这一思想通常称为 Kaluza-Klein 紧制化方案。虽然 6 维紧化空间在低能物理里不能直接观测，但其大小、形状等结构(称为 Moduli)的细节仍然对非紧的 4 维时空中的物理施加着重要影响。出于粒子物理唯象学方面的一些考虑，特别是为了保证超弦理论的低能近似解能解释实验上已完全证实的夸克、轻子的手征性以及保持各代基本费米子之

间巨大质量差别的稳定性，物理学家们猜测所需的 6 维紧化空间很可能是一个 Calabi-Yau 紧流形。Calabi-Yau 流形是具有 SU(3)和乐群结构的 6 维 Ricci 平坦空间，它一方面能保证弦论的低能 4 维近似解中费米子的手征性，另一方面可以使此近似解持有$\mathcal{N}=1$ 的超对称性(对于第二类超弦而言，做到这一点需要构造 Calabi-Yau 流形的 Orientifold)，从而保护粒子物理实验上发现的 Hierarchy. 值得注意的是，在超弦理论中 10 个时空维度本质上都是动力学量。如果没有可靠的稳定机制，6 维额外空间即使在某个初始时刻被预设为高度弯曲，也可能在后来的时间里演化成不那么弯曲的平坦空间，从而与当今实验观测所证实的宇宙只有 4 个有效时空维度的结论发生冲突。这就是弦理论中长期悬而未决的 Moduli 稳定问题。Moduli 稳定问题直接关系到超弦理论能否给出“为什么我们的可观测宇宙是 4 维时空？”这一问题的令人信服的答案，从而成为超弦理论应用于粒子物理现象学研究或宇宙学研究之前必须首先解决的问题。

2003 年超弦理论的 Moduli 稳定问题取得了突破性的进展。美国 Stanford 大学的物理学家 S. Kachru, R. Kallosh, A. Linde 和印度物理学家 S. P. Trivedi 在美国 California 大学物理学家 S.B.Giddings, S.Kachru and J. Polchinski 等的有关“Type IIB 超引力理论(作为 Type IIB 超弦理论的低能近似)在存在 3 形式张量场通量情况下紧化到共形 Calabi-Yau Orientifold”的工作基础上，提出了著名的 KKLT Moduli 稳定机制：Type IIB 超弦紧化过程所涉及的闭弦 Moduli 可以按其功能划分为 Dilaton, 决定 Calabi-Yau 形状的复结构 Moduli 和决定 Calabi-Yau 大小的 Kahler Moduli。3 形式张量场通量的存在以及理论无引力反常的自洽性所要求引入的欧氏 Dirichlet 3 膜，可以在低能超引力近似理论的有效 Lagrange 密度中构造出能使这些闭弦 Moduli 获得质量的势能项。通过适当调节 3 形式张量场的通量和所引入的欧氏 Dirichlet 3 膜的构形，可以将 Type IIB 超引力紧化过程中所有需要稳定的闭弦 Moduli 冻结在有效势能密度的某个极小值所在处。KKLT 稳定机制保持了紧化过程中的超对称性，因此稳定了闭弦 Moduli 后的弦真空态常常是具有负能量密度的 anti-de Sitter 时空。为了协调弦理论预言与宇宙正在加速膨胀的观测事实，S. Kachru, R. Kallosh, A. Linde 和 S. P. Trivedi 进一步提出了提升弦真空态能量使之跃迁为 de Sitter 时空的方案。

KKLT 机制的出现使超弦理论第一次貌似合理地解释了为什么我们目前所观测到的时空是 4 维的。不仅如此，建立在 KKLT 机制基础上的弦景观图像还可能提供了关于“观测宇宙学所测量到的宇宙学常数为什么是如此之小的一个正数”的正确理解。当然，KKLT 机制也可能并不是最后的答案。注意到这一机制是在 Type IIB 超弦的低能超引力近似下建立起来的，其中弦的尺度效应被忽略了。

KKLT 机制诱发的由数目庞大弦论真空态形成的弦景观，导致了人择原理在物

理理论中的复活，成为超弦理论低能唯象研究目前面临的重大挑战。KKLT 机制能否最终在超弦理论的非微扰程式中存活下来仍是有待研究的课题。公正地讲，要给“为什么我们目前观测到的宇宙是四维时空”提供一个正确的理论解释还需要弦论物理学家们的不懈努力。

参 考 文 献

[1] Kachru S, Kallosh R, Linde A, et al. de Sitter vacua in string theory, Phys Rev D, 2003, 68: 046005.

[2] Giddings S B, Kachru S, Polchinski J. Hierarchies from fluxes in string compactifications. Phys Rev D, 2002, 66: 106006.

[3] Bousso R, Polchinski J. Quantization of four-form fluxes and dynamical neutralization of the cosmological constant. JHEP, 2000, 0006: 006.

[4] Cline J M. String cosmology, in les houches session LXXXVI, particle physics and cosmology, the fabric of spacetime.

撰稿人：卢建新　杨焕雄
中国科学技术大学交叉学科理论研究中心

微波背景辐射中的张量模的实验和理论

The Detection of the Tensor Mode in the CMB Power Spectrum

标准宇宙学模型尽管可以很好地解释宇宙的演化历史及宇宙微波背景辐射等问题，但是它却无法解释宇宙的平坦性、视界及磁单极等问题。要解释这些标准宇宙学中的问题,宇宙需要在早于原初核合成时期的极早期经历一个短暂的加速膨胀时期，也称为暴涨时期[1]。暴涨模型不仅可以解决标准模型中的问题，而且还可以解释构成宇宙大尺度结构的种子的原初密度扰动和原初引力波[2]等问题。

原初引力波是度规的张量扰动，也称为张量模，它会在宇宙微波背景辐射极化中产生有涡度的信号，即 B 模图案。而度规的标量扰动产生的密度扰动在极化场中形成一个无旋的分量，即 E 模图案。由于引力子在低于普朗克能标时便从热平衡中退耦出来，残余引力子记录下了退耦后的宇宙膨胀历史，所以原初引力波记录的关于宇宙状态的信息要远远早于光子所记录关于温度各项异性的信息，从而可以用来探测极早期的宇宙。由于暴涨的能标和引力波的幅度有关，原初引力波谱也为我们提供了暴涨的信息。

张量模产生幅度相当的 E 模和 B 模，所以 E 模和 B 模原则上可以提供关于引力波和暴涨模型的信息，但是实际上密度扰动对 E 模的贡献远远大于引力波的贡献，所以实践中 E 模不能用来提供关于引力波的信息。在线性近似下，密度扰动不会产生 B 模，所以探测到 B 模则证实了原初引力波的存在，同时也提供了关于暴涨能标的信息，从而可以用来区分不同的暴涨模型。当然一阶标量度规扰动可以通过模耦合在二阶近似下产生引力波的宇宙背景。宇宙微波背景辐射测量温度、极化的 E 模和 B 模以及温度和极化的交叉相关性，但是由于 B 极化信号太小，所以对于 B 极化的测量对于天文学家来说是一个挑战。威尔金森微波各向异性观测(WMAP)[3~5]和普朗克卫星[6]便是用来测量 B 极化的。尽管引力波可以通过微波背景辐射在大尺度探测，由于它的幅度太小，在小尺度上引力波很难用相干实验如 LIGO[7], VIRGO[8]等直接观测。

张量模的幅度一般用张量对标量比 r 来量化，这里 r 是四极子张量和标量温度各向异性的期望值之比。所以不同的暴涨模型通常用标量功率谱的幅度、谱指数及谱指数的跑动、张量谱的谱指数及 r 来区分。WMAP 五年的数据告诉我们在 95% 的置信度下，$r < 0.43$ [5]。

参 考 文 献

[1] Guth A. Phys Rev D, 1981, 23: 347.
[2] Starobinsky A A. JETP Lett, 1979, 30: 682.
[3] Bennett C L. et al. Astrophys. J. Suppl, 2003, 148: 1.
[4] Spergel D N. et al. Astrophys. J. Suppl, 2007, 170: 377.
[5] Dunkley J, et al. arXiv: 0803.0586, 2008.
[6] http://planck.esa.int/.
[7] http://lisa.nasa.gov.
[8] htpp://www.ligo.caltech.edu/.

撰稿人：龚云贵
重庆邮电大学数理学院

微波背景辐射谱的非高斯性的理论和实验

Non-Gaussianity in the Cosmic Microwave Radiation Background

标准宇宙学模型尽管可以很好地解释宇宙的演化历史及宇宙微波背景辐射等问题，但是它却无法解释宇宙的平坦性、视界及磁单极等问题。要解释这些标准宇宙学中的问题,宇宙需要在早于原初核合成时期的极早期经历一个短暂的加速膨胀时期，也称为暴涨时期[1]。暴涨模型不仅可以解决标准模型中的问题，而且还可以解释构成宇宙大尺度结构的种子的原初密度扰动和观测到的微波背景辐射里的温度各向异性等问题。

因为物质的密度扰动和光子通过密度扰动产生的引力势相互作用而形成声波，从而使得微波背景辐射里出现温度各向异性。如果这些原初扰动是高斯性的，则统计上只需要计算两点温度关联函数。宇宙微波探测卫星(COBE)最早观测到温度各向异性[2]，而威尔金森微波各向异性观测(WMAP)给出了更加精确的测量[3,4]。由于观测到的原初扰动量级为 10^{-5}，暴涨模型中一般只用线性微扰理论来处理原初扰动的产生和演化，这样得到的原初扰动是高斯性的。但是二阶及高阶微扰效应产生的原初扰动表现出非高斯性,而且 WMAP 和普朗克(Planck)[5]观测可能探测到这些非高斯性,所以在研究暴涨模型时有必要考虑二阶及更高阶的微扰演化以及其他一些产生原初扰动的机制，如膜气体模型[6]与循环宇宙学模型[7]等。另一方面，尽管功率谱的幅度、谱指数及谱指数的跑动可以用来区分不同的暴涨模型，但是如果其他的产生原初扰动的机制也给出了相当的功率谱的幅度、谱指数及谱指数的跑动，则这些参数对于模型和理论的区分毫无帮助,所以我们还需要计算原初扰动的非高斯性。

传统暴涨模型中非高斯性的原初扰动一般不是很大,但是其他一些产生原初扰动的机制可能给出很大的非高斯性,探测非高斯性可以用来区分不同的产生密度扰动的机制及不同的暴涨宇宙模型,因此非高斯性的精确测量已经成为了现在和将来实验观测的主要目标之一。传统的暴涨模型假设密度扰动由一个标量场产生，而原初扰动的非高斯性是通过二阶或高阶微扰效应产生的。而在粒子物理，特别是超弦理论中，多个标量场同时出现是很自然的，而多标量场的暴涨模型也可提供非高斯性的原初扰动。另外，Curvaton 图像[8]也可以产生非高斯性的原初扰动。当然，还存在其他一些产生非高斯性的原初扰动的机制[9]。在统计上，非高斯性用三点、四点等高阶关联函数来描述。宇宙学中通常用非线性参数 f_{NL} 唯象地参数化非高斯性

的程度。WMAP 三年观测数据给出了在 95%置信度下 $-54 < f_{NL} < 114$ [4]。由于二阶微扰效应产生的非高斯性量级为 $f_{NL} \sim 1$，观测数据的精度还有待进一步提高以达到区分不同的产生密度扰动的机制的目的。同时在理论上解释原初扰动的机制也成为了当今宇宙学中的一个重要难题。

参 考 文 献

[1] Guth A. Phys Rev D, 1981, 23: 347.
[2] Smoot G F, et al. Astrophys J, 1992, 396: L1.
[3] Bennett C L, et al. Astrophys J Suppl, 2003, 148: 1.
[4] Spergel D N, et al. Astrophys J Suppl, 2007, 170: 377.
[5] http://planck.esa.int/.
[6] Nayeri A, Brandenberger R H, Vafa C. Phys Rev Lett, 2006, 97: 021302.
[7] Erickson J K, Gratton S, Steinhardt P J, et al. Phys Rev D, 2007, 75: 123507.
[8] Lyth D H, Wands D. Phys Lett B, 2002, 524: 5.
[9] Bartolo N, Komatsu E, Matarrese, et al. Phys Rept, 2004, 402: 103.

撰稿人：龚云贵
重庆邮电大学数理学院

太阳系外行星系统：寻找遥远的世界

Extrasolar Planetary Systems: Searching for Distant Worlds

1. 引言

给地球带来光明和温暖、孕育了并维系着地球生命大千世界的太阳，仅仅是银河系数以千亿计恒星中普通的一员，而整个可观测宇宙有数以千亿计类似银河系的星系。在这无边无际、包含着无以胜数的星的海洋的浩瀚宇宙中，除太阳系以外，是否还有其他的行星世界，其中的某些也像蓝色星球地球一样，繁衍着各种生物，甚而生活着像人类这样的智慧生命？人类对这些深邃问题的扣问，至少可以追溯到2000 多年前，人类文明和思想得以通过文字记载传承下来的古希腊时期。而对这些问题的最终解答，也必将对人类认识自然、解密生命的本质和起源(包括人类自身、人类文明的出现和演变以及在宇宙中的地位)产生极其重大、深远的影响。“存在两种可能性。或许我们是孤立的；或许我们不是孤立的。两者同样是令人惊骇的。”(亚瑟·克拉克爵士，1917~2008，卫星通信技术先驱、科幻作家)。

20 世纪 90 年代中期，通过对近邻恒星视向速度的精确测量，首次探测到围绕类太阳恒星运动的太阳系外行星，表明人类得以首次通过实测而不仅仅基于哲学思辨来科学地探讨和寻求以上重大问题的答案[1]。截至 2008 年 3 月，天文学家已探测到约 300 颗系外行星分布在近 250 个系外行星系统中(http://exoplanet.eu)。观测显示了行星系统的多样性和复杂性。系外行星系统的发现是 20 世纪天文学最重大的科学发现之一。大量系外行星系统的发现解除了长期以来困扰太阳系起源研究这一重大天文学课题的孤本的限制，为研究恒星－行星系统的起源和演化提供了丰富的素材。系外行星系统的搜索和研究，结合对太阳系本身的地面、空间观测，以及星际化学、分子生物学、遗传学和地质学的最新进展，以探索恒星－行星系统的形成和演化，地外生命存在的可能性、物质基础和环境以及生命的最终起源为内容的科学研究正成为 21 世纪自然科学最重大、最前沿，涉及天文学、行星科学、地学、生命科学以及物理、化学的多学科交叉研究领域，同时也是社会公众最关注的热点科学问题。

行星系统是否普遍存在？系外行星的基本物理性质(质量、半径、轨道半长轴、偏心率)、内部结构和组分(岩质型、冰质型或气态巨行星)是什么？系外行星系统在不同质量、年龄、化学丰度，处于银河系不同区域(核球、盘、晕)、环境(单星、双星、疏散星团和球状星团)，分属不同星族的恒星中出现的频率是否不同？行星－

恒星系统,包括太阳系是如何形成和演化的？如何探测和研究系外行星的大气特征和组分？生命产生的基本条件(适宜居住带)是什么？地外生命存在的天文观测特征是什么？如何去搜索和探测？这一系列问题是当前天文学研究的重点,并有望在不远的将来取得重要进展。

2. 系外行星的搜寻

恒星与行星间巨大的质量、光度比(如太阳系八大行星中最大、最明亮的木星，在可见光波段，亮度只有太阳的十亿分之一，质量只有太阳的千分之一)，加之恒星间巨大的空间距离(离我们最近的恒星比邻星的距离为 4.2 光年,约 40 万亿公里)，直接观测围绕其他恒星运动的行星,犹如希望探测到围绕数公里外灯塔飞舞的萤火虫一样困难，现有的天文望远镜成像技术还远远达不到所需的观测精度。因此目前系外行星的搜索主要基于行星的存在对其围绕运动的中心恒星的空间位置、运动速度以及亮度可能造成的观测效应的探测[2]。当行星围绕恒星做周期性运动时，恒星也同时绕系统质心运动，造成恒星在天空中位置以及视向速度的周期性变化。如太阳系，木星的存在和运动造成太阳的视向速度变化幅度约 12.5m/s，空间位置变化约为千分之五个天文距离单位(即平均日地距离，约一亿五千万公里)，变化的周期为 11.86 年，即木星公转周期。在十个秒差距距离外(1 秒差距等于 3.26 光年，1 光年等于 9.46 万亿公里)，该空间位置变化幅度造成的恒星在天球面上的位置变化为万分之五角秒。地球运动造成的太阳视向速度变化的幅度仅为 0.1m/s。除视向速度和空间位置外,如果行星运动轨道的半长轴较小,轨道面与视线夹角几乎等于零时，行星运动还会发生掩食效应，使恒星亮度发生特征性的周期性变化。通过观测恒星视向速度变化、在天球面上的位置变化(自行)以及亮度变化来探测系外行星的方法分别称为多普勒法、天测法以及掩星法。此外，微引力透镜法也是一种行之有效的探测系外行星的手段。多普勒法是目前最有效的方法，现已发现的近 300 颗系外行星，主要就是用该方法发现的。目前，对恒星视向速度的测量已达到亚米每秒的精度，即优于光速亿分之一的精度。多普勒方法倾向于发现小轨道半长轴、短周期、大质量的行星。搜索大轨道、长周期的行星需要长期高精度的视向速度监测。目前通过掩星法发现的系外行星已接近十颗。与多普勒法相似，掩星法倾向于发现小轨道、个头大的行星。用掩星法探测地球大小的行星，需达到万分之一或更高的测光精度，需要空间观测才能实现。2009 年初美国航空航天局拟发射的开普勒空间卫星项目(http://www.kepler.arc.nasa.gov)对亮于 12.5 等的近邻恒星将实现十万分之二的测光精度，可望发现数十颗地球级的系外行星。天测法所需的测量精度地面观测难以达到，目前还没有用该方法探测到的系外行星。与多普勒法和掩星法不同，天测法对大质量、长周期的行星敏感。2011 年底欧空局拟发射的大型空间观测设备该亚(http://sci.esa.int/gaia)将有望通过测量大量近邻恒星的自行发现一批木星和土

星级的系外行星。

3. 系外行星系统的多样性

系外行星探测的各种方法所固有的选择效应对已发现的系外行星系统的性质的统计分布有着重要影响。尽管如此，现已发现的近 250 个系外行星系统约 300 颗行星显示了行星世界的多样性和复杂性。事实上，没有两个行星世界是一样的。在已发现的行星中，质量最小的只有地球的百分之二(PSR 1257+12b)，最大的达到木星的近 20 倍(NGC 4349 No 127b)。相当一部分已发现的气态巨型星运行在离中心星很近的轨道上，最近的公转周期仅 1 天(WASP 12b)。与木星不同，受中心星强烈辐照的影响，这些气态巨型星表面温度高达数千度，形成所谓“炽热木星”。此外，与太阳系不同，很大一部分系外行星轨道的偏心率都很高。发现有行星围绕运动的恒星的性质也有很大的差别，在质量只有太阳四分之一的 M3.5 型(GJ 317)到近 5 倍太阳质量的年老的 K2 型亮巨星(HD 13189)，到年龄只有 800 万~1000 万年的年轻恒星(TW Hya)中均发现了行星。有趣的是，现有观测资料表明，在富金属(天文学家将氢、氦以外的元素均称为重元素或金属元素)恒星周围更容易发现行星。这是否反映了富金属恒星由于有更多可用于构建行星的原材料(重元素)，因而更容易或能形成更多的行星，或是恒星－行星系统在形成过程中，原恒星吸积富含重元素的星子，造成其表面对流层重元素含量偏高，目前这还是一个有争议的问题。

4. 恒星－行星系统的形成和演化

系外行星系统的发现及所呈现出的行星世界的多样性和复杂性，解除了行星形成研究太阳系孤本的制约，为研究恒星－行星系统的形成和演化提供了丰富的素材。恒星形成过程，尤其是中、低质量恒星的形成，目前已有比较成熟的理论。一般认为，分子云在坍缩形成恒星的过程中受角动量的影响将在原恒星周围形成吸积盘，而行星即是在盘里与位于盘中心的原恒星一道形成的[3]。原行星盘中尘埃发出的热辐射在红外和亚毫米波段已被普遍观测到。对邻近恒星形成区如猎户座大星云的高空间分辨率成像观测还发现了大批形成过程中的原行星盘。观测表明，原行星盘存留的时标大约是一千万年。随着中心恒星的形成和增亮，原行星盘残存的气体和尘埃最终将被强劲的星风和辐射吹散。

行星在原行星盘中形成的具体过程，目前有两种流行的理论，即逐级吸积模型和坍缩模型。逐级吸积模型是基于太阳系形成理论而构建起来的，在该模型中，原行星盘中微米大小的尘埃(主要是一些冰块和硅酸盐)通过碰撞黏结逐步长大成公里级大小的星子，星子在引力作用下发生诸侯式的混战、吞并和蚕食，最终一些个头较大的存活下来，急剧成长为月球或地球大小的行星胚胎，当行星胚胎增长到数个地球大小时，开始大量吸积气体并最终形成木星大小的气态巨行星。该理论的优

点是为岩质型行星(如太阳系中包括地球、火星在内的四个内行星)以及气态巨行星(如木星、土星)的形成提供了一个统一的形成机制，且与太阳系的大量观测结果相吻合。但该模型也面临巨大的困难，主要是该行星形成过程十分缓慢，星子能否在足够短的时间里成长到足够大，并在原行星盘气体被星风吹散前吸积足够的气体形成气态巨行星还是一个未知的谜。此外，星子和行星胚胎与盘里的气体相互作用产生的扭力造成星子和行星胚胎角动量的损失，星子和行星胚胎向盘中心迁移。如何减缓或阻止迁移，避免星子和行星胚胎落入中心并被中心星吞噬还是一个未解的难题。在坍缩模型中，行星形成与恒星形成图景相类似，即由气体、尘埃坍缩而成，不过坍缩发生在原行星盘里，而不是星际分子云。该机制的最大优点在于气态巨行星可在很短的时标(数百年)里形成，但坍缩所需的非常苛刻的初始条件能否在原行星盘中实现目前还是一个有很大争议的问题。

5. 系外行星大气的探测和表征

什么是生命？生命的物质基础是什么？地球上的生命是自生的还是“进口的”(即从原初太阳星云或星际空间中传播进来的)？由于没有其他可供参考的实例，我们对生命及其本质的认识完全基于对地球生命现象的考察和研究。一个较为广义的、带有一定操作性的定义是，生命是能够自我维持并在分子尺度上演化的化学系统。地球上最古老的生命活动迹象可追溯到 38 亿年前，即 46 亿年前地球形成，其早期所经历的来自彗星、陨石的频繁、剧烈的碰撞时期结束后不久，生命即开始在地球表面萌发、繁衍，虽然在其后相当长的时期内，地球上仅有非常原始、简单的生命活动。此外，在深海地表热源附近以及埋藏在南极厚厚冰层下的湖泊里均发现生命繁衍的迹象，揭示出地球生命现象的多样性以及生命能够在极端条件下繁衍、生存的可能性。

系外行星探测的一个重要科学目标是发现轨道位于适宜居住带的行星，探测和研究其是否拥有大气层以及大气层的化学组分是什么，是否呈现出生命繁衍或曾经繁衍过的迹象，即发现所谓的“蓝色星球”[4]。考虑到水作为维系地球生命所需各种化学反应的一种最重要的溶液和载体，一般认为，适宜居住带需要满足的一个最基本要求是行星轨道应位于离其中心星一定的空间距离范围内，使得水得以液态的形式存在。目前天文观测的能力已接近发现处于适宜居住带的类地行星。如通过精确视向速度测量，2007 年瑞士日内瓦天文台的天文学家在近邻冷红矮星 Gliese 581 中发现了两颗约 5 和 8 个地球质量的行星，分别运行在半长轴为 0.073 和 0.25 天文距离单位的轨道上。在此两年前，天文学家已发现该星有一颗海王星大小的行星。在这个三重行星系统中，轨道最靠内的那颗质量约 5 个地球大小的行星，其表面温度在 0~40℃间，处于适宜居住带内。

遥远的系外行星与其中心星间巨大的亮度比，使系外行星直接成像观测异常困

难，而分光观测更是现有地面、空间设备所难以实现的。幸运的是，具有掩星现象系外行星系统的发现为利用现有空间观测设备探测和研究系外行星大气及组分提供了难得的机会[5]。当发生行星掩食中心星时，通过测量中心星观测流量的衰减幅度，可以获得行星大小及其轨道倾角的信息，结合中心星视向速度测量数据，可得到行星的质量(视向速度观测只能给出行星质量 M_p 的上限，即 $M_p\sin i$，其中 i 为行星轨道倾角，即轨道面与天球面的夹角)及平均密度，后者为研究行星的内部结构和组成(如有无岩质核及核的大小)提供了重要信息。此外，如果系外行星被大气层所包裹，当行星掩食中心星时，行星大气会对来自中心星的辐射产生额外的吸收，通过比较掩食和非掩食时中心星的光谱，可获得行星大气及其组分的信息。如哈勃空间望远镜对掩食行星 HD 209458 b 的观测，首次在该“炽热木星”型行星上探测到大气，检测到大气中的氢、钠、碳、氧、硅等原子、离子成分，大气层一直延展到数个木星半径高度并以每秒高于一万吨的速率损失质量,即该行星的大气层正在被来自中心星的强烈辐照所蒸发。由于行星大气表面温度低于恒星，其辐射主要集中在红外波段。因此当行星绕行到恒星背面被恒星遮挡时(称为次级掩食，行星绕行到恒星前面遮挡恒星称为主掩食)，来自整个恒星－行星系统的红外流量将比非掩食时略低，这一微小的差异可通过空间高精度红外观测检测出来。如斯必泽红外空间望远镜对 HD 209458 以及 Tr-ES 1 等行星系统次级掩食的观测，发现这些“炽热木星”型行星的大气层被中心星辐照的一面温度高达 1700℃。

6. 前景

自 1995 年发现第一颗围绕类太阳恒星运动的系外行星以来，对系外行星系统的搜寻和研究迅速成长为当今天体物理学一个异常活跃的前沿研究领域,并直接触发了新兴交叉前沿学科如天体生物学的出现。目前各国政府都投入大量人力、物力开展相关研究工作，并斥巨资发展新技术(如空间星冕仪、空间光干涉仪)、研制新设备，如美国航空航天局的“起源”研究计划(http://origins.jpl.nasa.gov)、欧洲空间局的“宇宙展望”研究计划(http://sci.esa.int/science-e/www/area/index.cfm?fareaid=100)均将系外行星系统研究放在显要位置，而由俄罗斯牵头，中国、德国、意大利、西班牙等国共同参与研制的大型空间紫外天文台项目(http://wso.inasan.ru)也将系外行星大气探测作为其核心科学目标之一。即将投入运行或正在研制、建设中的几乎所有大型地面、空间天文观测都以系外行星作为其重要研究内容，如亚塔克玛大毫米波阵列(http://www.alma.cl)，杰姆斯·韦伯空间望远镜(http://www.jwst.nasa.gov)，欧洲 40m 地面光学和红外极大望远镜(http://www.eso.org/sci/facilities/eelt)，美国 30m 地面光学红外望远镜(http://www.tmt.org，http://www.gmto.org)，以及中国大天区面积多目标光纤光谱天文望远镜(http://www.lamost.org/en)等。可以期待，随着天文观测技术的进一步提高，在未来 10~20 年间，系外行星系统的研究必

将取得重要研究成果，并对人类认识自然、宇宙及自身产生深远的影响。

参 考 文 献

[1] Sasselov D D. Astronomy: Extrasolar planets. Nature, 2008, 451: 29-31.

[2] Perryman M A. Extra-solar planets. Reports on Progress in Physics, 2000, 63: 1209-1272.

[3] Bodenheimer P, Lin D N C. Annual Review of Earth and Planetary Sciences, 2002, 30: 113-148.

[4] Udry S, et al. The HARPS search for southern extrasolar planets XI. Super-Earths (5 and 8 M_Earth) in a 3-planet system, Astronomy and Astrophysics, 2007, 469: L43-47.

[5] Charbonneau D. Astronomy: Atmosphere out of that world. Nature, 2003, 422: 124-125.

撰稿人：刘晓为

北京大学科维理天文与天体物理研究所，北京大学物理学院天文学系

失踪的超新星遗迹

Missing Supernova Remnants

超新星遗迹是恒星在演化过程的末端以超新星的形式爆炸后残存的遗骸,在星系中此起彼伏,就像夜空中灿烂的焰火。超新星爆炸后可能留下一颗中子星或黑洞这样的致密星体,爆炸抛出的大量物质在向外膨胀的过程中与星际介质、星际磁场相互作用而形成的气体星云。宇宙间大多数比氢和氦重的元素,包括我们人体内的大部分物质,都是在恒星内部合成,而后在超新星爆炸后随弥漫遗迹散布到星际介质当中去的,超新星爆炸及其遗迹的扩散在天体物理许多系统之间的物质传输方面所占有的重要位置可见一斑,当然它在动量和能量的传输方面就更加重要了。在超新星遗迹的产生、演化、对星际和星系际生态的影响等科学问题的研究方面,有着大量的问题,例如,大量超新星遗迹为什么失踪,超新星遗迹与晚期大质量恒星演化有什么样的定量联系,超新星到底产生了多少钛 44,蟹状星云一类的超新星遗迹为什么不见抛射的物质或膨胀的壳层,哪些超新星遗迹会有黑洞、中子星和脉冲星风云(它们已知的比例为什么与恒星演化理论推测的大约 90%形成倒悬),星际稠密的分子云与超新星遗迹之间在动力学演化、物理和化学性质方面有多少相互影响、是怎样相互影响的,超新星遗迹的激波对宇宙线粒子的加速起到多大的作用,来自恒星爆炸的物质和能量是怎样输运到星系晕和星系际空间的等,这些都有待我们去破解。其中的若干问题,我们在这里的三篇系列短文中分别加以介绍。首先是关于失踪的超新星遗迹。

星际弥漫的超新星遗迹通常以强激波为先导向外膨胀,伴随的气体的热运动和非热运动在各个电磁波段发出特征性的辐射,为我们所观测到,学者们据此研究它们的成因、演化及其产生的各方面效应。学者们注意到,大部分本该看到的超新星遗迹,我们都还没探测到。根据超新星爆发率以及恒星形成率的推算,在银河系中平均每 30~50 年会有一次超新星爆发,一个超新星遗迹年龄大约是百万年,那么银河系现在应该有二三万个超新星遗迹了,然而,至今为止对银河系的射电和 X 射线波段的巡天观测总共只探测到近 270 个。就是按年龄在两千年内年轻的超新星遗迹来计算,银河系内也至少该有 50 个,而实际上观测到的也只有十余个。可见,大部分超新星遗迹在我们眼前“消失”了。这里是哪些环节出了问题,学者们还很不清楚,目前能想到的可能性有下述的几种。

(1) 对于那些年龄为几万年的超新星遗迹,由于较老,能量已经耗散太多,无

论是 X 射线还是射电连续谱这些通常较容易探测到的辐射，都已经过于暗弱以致探测不到了。可是这样的极度冷却的超新星遗迹，其堆积起的中性氢环状的气体云，还是有望通过 21cm 特征谱线加以探寻。目前有些研究人员正在辛勤致力于这样的搜索。

(2) 但那些不很年老的，怎么也大部分失踪了呢？一种看法认为，由于大部分超新星的前身星是 OB 星协中大质量(大于 8 个太阳质量)的早型星，在爆炸之前有着强劲的星风，早已驱散周围的星际介质，处在低密高温的星风超泡内。超新星爆炸后的气体，会很容易在较短的时间内膨胀到很大的尺度，密度被大大地稀释，而且变成亚声速运动，激波从而就迅速消融在周围介质中。密度太低导致辐射太弱，再兼没有了激波过程，我们一般就看不到这些超新星遗迹了。

(3) 或许，相当一部分超新星爆炸的能量本身就比较小，平均能量比常见的 10^{51} 尔格小两个量级，即亚能爆发，因此比较暗弱没能被探测到。实际上，著名的蟹状星云(见图 1)，它的爆发能就很低，如果不是因为它明亮的脉冲星风云的存在，也可能不容易被察觉了。蟹状星云是公元 1054 年爆炸的超新星的遗迹，我国北宋天文学家做过关于当时超新星爆炸的明确记载。目前亚能爆发的超新星的遗迹问题似乎有了新的进展，我国学者新近利用钱德拉(Chandra)空间 X 射线望远镜对超新星遗迹 DA530 的研究，为亚能超新星遗迹提供了一个很好的证据。它的爆发能仅有 10^{49} 尔格，它的 X 射线亮度极为暗弱，恰巧也是处在很稀薄的介质之间，若不是其射电连续谱辐射较为清晰，很可能也不容易觉察了。



图 1　蟹状星云，图中红色显示射电辐射，绿色显示可见光辐射，蓝色显示 X 射线辐射

对于亚能爆发我们再略加展开叙述。亚能超新星遗迹的前身星，目前有四种猜想：① 8~12 个太阳质量范围的中等质量恒星；② 25~40 个太阳质量范围的大质量恒星；③ 双星中吸积诱导坍缩的大质量白矮星；④ 并合诱导坍缩的双白矮星。

第一种为大质量恒星的核坍缩爆炸,这个质量范围的恒星达不到氧的着火点温度,其氧-氖-镁核便由镁24和氖20的电子俘获减小了核的钱德拉塞卡质量而产生坍缩,由于核坍缩时标不是由一般用的动力学时标而是由电子俘获速率决定,这个过程释放的动能就比通常认为的铁核引力坍缩的小,所以成为亚能爆发。这个模型将留下一个中子星,同时在爆发前有相当大的质量损失而形成致密星周介质环境。与之一致的观测结果表明,蟹状星云、3C58、DA530 都很有可能是这一类遗迹。如果被证实,这种遗迹在我们的银河系中将有相当大的数目,可能占所有核坍缩超新星遗迹的1/4。

第二种机制也是核坍缩超新星爆发,它的铁核比较大,引力坍缩后,又有一定物质的回落吸积,最终的产物是一个黑洞。而其释放的能量并不确定,亚能是有可能的。有学者认为,观测到的SN1987A和SN1997D以及类似的一些超新星便可能是属于这一类。

第三种为Ia型超新星爆发,即在由一个白矮星与一个伴随的正常恒星组成的双星系统中,白矮星吸积伴星的物质,超过钱德拉塞卡质量后引发碳元素爆燃而发生爆炸。通常的Ia型超新星是所有超新星中最亮的,爆发能量基本是通常认为的10^{51}erg 左右。这里的亚能爆发模型要求其中的白矮星质量较大,拥有一个氧-氖-镁核,坍缩过程同第一种模型,所以与一般的Ia型超新星不一样,最后会留下一个中子星,因此释放的动能很小。同时模型对物质吸积率还有一定的要求,因此这样的概率在银河系中比较小。

第四种模型与第三种类似,不同的是它们是双白矮星系统,而且两个碳氧核白矮星的质量总和要大于钱德拉塞卡质量。这个模型的典型时标由引力辐射决定,因此大概是百万年。这样的系统发生的概率就很小了。

近年来,不断有相对低光度、低膨胀速度、低爆发能的超新星爆发,相应的疑似相应的遗迹也被观测到。而无论是理论上还是观测上,这些方面还没有研究清楚。我们相信,这些有趣的问题将获许在不久的将来会柳暗花明。

目前关于失踪的超新星遗迹的疑问正在讨论之中,还远没有定论,原因可能是上述可能性的一种,也可能是它们共同起作用的结果,又或者还有其他的可能性。由于超新星遗迹在从重元素到能量方面对星系演化的重要影响,所以我们期待失踪超新星遗迹的问题能够早日解决。

参 考 文 献

[1] Jiang B, Chen Y, Wang Q D. The chandra view of DA 530: A subenergetic supernova remnant with a pulsar wind nebula. ApJ, 2007, 670: 1142.

[2] King A R, Pringle J E. Wickramasinghe D T. Type Ia supernovae and remnant neutron stars. 2001, MNRAS, 320: L45.

[3] Koo B C, Kang J H. Salter C J. A ‘missing’ supernova remnant revealed by the 21 cm line of

atomic hydrogen. 2006, 643: L49.

[4] Pastorello A, Zampieri L, Turatto M, et al. Low-luminosity Type II supernovae: spectroscopic and photometric evolution. 2004, MNRAS, 347: 74.

[5] Rudie G C, Fesen R A. Evidence for Pre-SN mass loss in the galactic SNR 3C 58. 2007. Rev Mex AA Ser Conf, 30: 90.

[6] Tang S, Wang Q L. Supernova blast waves in low-density hot media: A mechanism for spatially distributed heating. 2005, ApJ, 628: 205.

[7] Zampieri L, Shapiro S L, Colpi M. Will a black hole soon emerge from SN 1997D? 1998, ApJ, 502: L149.

撰稿人：姜　冰　陈　阳

南京大学天文系

弱引力透镜宇宙学

Weak Gravitational Lensing Cosmology

公元 2000 年，四个独立的科研小组在世界上首批成功测量到了随机天区中的弱引力透镜现象[1]。这些引力透镜信号非常微弱，只能通过统计方法从巨大的噪音中提取出来，所以被称为弱引力透镜。从此，弱引力透镜宇宙学由理论研究阶段跨入观测应用阶段，目前已经成为宇宙学领域最主要的分支之一。

引力透镜是广义相对论的基本预言之一。按照广义相对论，宇宙中的物质分布决定了宇宙的时空几何。一个直接推论就是，物质分布的不均匀性导致宇宙时空背景产生扰动，从而扰动了光线传播的时空测地线。结果就是背景天体(源)发出的光线被透镜天体导致的时空扰动偏折，由此发生的一系列现象跟跟光学透镜类似，因此被称为引力透镜。它造成源天体形状的改变(cosmic shear)、源天体数目密度的改变(cosmic magnification)等可观测现象。广义相对论的第一个验证日食试验测量到的太阳对于背景恒星光线的偏折，本质上就属于弱引力透镜范畴。因为信号及其微弱，宇宙学尺度上的弱引力透镜测量一直到 2000 年才首次成功实现。

引力透镜在宇宙学上有着重要的意义。①因为引力透镜的信号只取决于总物质(重子物质加暗物质)分布，而暗物质又是物质的主要成分，所以它是探测暗物质 2 维(沿视线投影)分布的主要工具。通过引力透镜分布绘图的应用，能够进一步恢复出暗物质的 3 维分布。公元 2007 年，通过 COSMOS 的观测和分析，得出了世界上第一批 3 维暗物质分布图并验证了物质结构的演化[2]。②因为弱引力透镜的信号取决于宇宙大尺度结构的演化，而结构的演化又受到暗能量的巨大影响，所以弱引力透镜提供了探索暗能量的关键途径[3]。

但是，目前弱引力透镜宇宙学的测量方法和理论计算的精度都无法与下一代弱引力透镜巡天的能力匹配。目前，弱引力透镜主要是通过源星系形状的改变(cosmic shear)来测量的，对于下一代弱引力透镜巡天来说，存在几个不可忽略的系统误差。①望远镜点扩散函数(即望远镜光学系统不完美性造成的天体形状改变)修正方法。对于通过源星系形状的改变弱引力透镜测量方法来说，修正望远镜点扩散函数是关键步骤[4]。②源星系形状关联(intrinsic alignment)。源星系的形状一般偏离圆形，存在一定椭率，是通过源星系形状的改变测量的噪音。如果椭率是完全随机分布的，该噪音可以从统计上修正，不造成系统误差。但是星系形成理论表明，源星系形状可能与大尺度结构存在关联，从而该噪音不仅自身存在关联，而且和弱引力透镜信

号相互关联，目前无法从统计上完全修正[5]。

弱引力的精确理论计算存在两个主要困难。①非线性效应。弱引力透镜的主要信号来源于非线性区域。非线性效应导致这一区域的弱引力透镜精确、快速计算(包括数值模拟)存在很大困难。②天体物理机制。目前，只有引力相互作用我们可以通过高精度数值模拟在宇宙学尺度上进行从第一性原理出发的较精确计算。但是重子物质除引力外，还受到其他天体物理机制的影响，导致其分布在小尺度上与暗物质分布出现不可忽略的偏差[6]。但是，这些天体物理机制非常复杂，目前难于在 1% 的精度上量化其影响。

新一代弱引力透镜巡天项目对弱引力透镜的测量和理论提出了极高要求。如何改进弱引力透镜的测量方法、数据处理方法和理论计算以达到相应精度，是弱引力透镜宇宙学的难点和主要研究方向。

参 考 文 献

[1] Refregier, Alexandre. Weak Gravitational Lensing by Large-Scale Structure . Annual Review of Astronomy & Astrophysics, 2003, 41: 645-668.

[2] Massey Richard, et al. Dark matter maps reveal cosmic scaffolding. Nature, 2007, 445(7125): 286-290.

[3] Albrecht A, et al. Report of the dark energy task force. 2006, arXiv:astro-ph/0609591.

[4] Massey R, et al. The shear testing programme 2: factors affecting high precision weak lensing analyses. Monthly Notices of Royal Astronomical Society, 2007, 376(1): 13-38.

[5] Hirata C, et al. Intrinsic galaxy alignments from the 2SLAQ and SDSS surveys: luminosity and redshift scalings and implications for weak lensing surveys. Monthly Notices of Royal Astronomical Society, 2007, 381(3): 1197-1218.

[6] Jing Y, et al. The influence of baryons on the clustering of matter and weak-lensing surveys. The astrophysical Journal, 2006, 640(2): L119-122.

撰稿人：张鹏杰

中国科学院上海天文台

日冕物质抛射在日地空间的传播及其对地球的影响

CME Propagation and Its Influence on the Earth

太阳上出现的日面物质抛射(coronal mass ejection, CME) 是大尺度的爆发事件[1]，平均张角在纬度方向为 45°，在经度方向可达 180°以上；一次 CME 事件可抛射出一亿吨至百亿吨的物质，速度为 50~2000km/s，能量的典型值为 10^{23}~10^{25}J；剧烈活动常常产生强大的激波和各种扰动，通过日冕和行星际空间的传输，在地球空间系统中的耗散、传输和转换，最终引起地球空间环境的灾变，从而产生一系列严重的后果。例如，造成人造卫星上仪器和太阳能板的损坏，使卫星控制失灵，使卫星轨道变化和高度降低；威胁宇航员的安全；造成地磁暴和电离层暴，从而严重影响导航和通信等；强大的感应电流甚至可以造成输电线路和设备的损坏，造成输油管的锈蚀和损坏等。地球磁层、电离层和中高层大气、卫星运行和安全以及人类活动带来严重影响和危害[2, 3]。人们把这种由太阳活动引起的短时间尺度的变化，称之为空间天气(space weather)。

有些 CME 离开太阳后其磁场仍同太阳相连，如果其中的磁场足够强，则在行星际空间能观测到磁云结构；如果 CME 到达地球附近时携带有南向磁场分量，则很可能会造成较大的地磁暴和其他的强扰动；空间天气研究涉及从太阳活动驱动源 CME 的巨大能量和物质的突然释放，它是一个涉及太阳物理、行星际物理、磁层物理、电离层物理、中高层大气物理、地球物理、等离子体物理以及非线性科学、信息科学、材料科学和计算机科学等多学科交叉的重大前沿科学领域；它跨越由物理性质不同的空间区域组成的日地耦合系统，是多种间断面、多种非线性和激变过程共存的系统，充满着自然科学的新问题，是有待探索的重大基础科学前沿[2]。

对于 CME 在日地空间的传播及其对地球系统的影响这一重大课题的研究，包括观测和理论研究两个方面。从观测上，需要很好地测定 CME 从太阳上抛出并到达地球的过程中各种物理参数(包括温度、密度、速度、磁场和成分等)的变化情况，也要很好地了解 CME 到达地球以后引起的磁暴、电离层暴、中高层大气扰动、感应电流和高能粒子的加速等各种情况。只有详细测量了这些物理参数和了解了这些信息，才能分析总结出物理规律，为空间天气学的研究和预报提供重要的基础。从理论上，需要建立理论模型，求解包括连续性方程、动量方程、能量方程和磁场方程等在内的磁流体动力学和等离子体方程。这些方程是非线性的，一般情况下不可能求得分析解，而需要用三维的数值计算来求解。目前的困难主要有三方面：

从太阳到地球表面，要经过行星际空间、地球磁层、电离层以及大气层这样一些物理状态很不相同的空间区域。在这个空间区域中，物质密度的变化可相差达 20 个量级，温度变化达 4 个量级，磁场变化达 6 个量级。对于这些特征尺度相差很大的空间区域，要用一组方程来统一求解，这使数值计算变得十分困难。

地球系统本身相当复杂，包含有磁层、电离层、中性大气成分等，CME 到达地球的向阳面后，通过弓激波及地球极区，向地球系统输入能量和动量，还会加速粒子，并产生和感应出复杂的电流系统，产生各种扰动。如何定量地数值计算这些扰动，就是一个非常困难的问题。

在 CME 传播过程中还会产生激波、加速粒子、衰减和耗散等一系列变化。CME 还要同作为背景的太阳风发生互相作用。在有磁场的情况下，所有这些变化和互相作用的计算变得更加复杂。

由于以上这些困难，至今还缺乏定量的理论计算及其符合实际情况的结果。科学家正努力发展空间卫星和地面观测系统，力求获得更多更详细的观测资料；同时，在理论研究和计算方法等方面也在进行不懈的努力。可以期望在本世纪内，这一对空间天气学十分重要的课题可取得重要的突破。

参 考 文 献

[1] Aschwanden M J. Physics of the Solar Corona. Chichester, Berlin: Springer-Verlag, 2004.
[2] 国家自然科学基金委员会, 天文学学科发展战略研究组. 天文学. 北京：科学出版社, 1997.
[3] 国家自然科学基金委员会, 空间物理学发展战略研究组. 空间物理学. 北京, 科学出版社, 1996.
[4] 傅竹风, 胡友秋. 空间等离子体数值模拟. 合肥：安徽科学技术出版社, 1995.
[5] Wang S, Lee L C. Magnetic Reconnection. 合肥：安徽教育出版社, 1999.

撰稿人：方　成
南京大学天文系

日冕物质抛射

Coronal Mass Ejections

1. 日冕物质抛射的观测

1971 年 12 月 14 日，通过空间轨道太阳天文台(OSO-7)人类第一次观测到日冕物质抛射(coronal mass ejection，CME)[1]。早期文献中，日冕物质抛射曾被称为日冕瞬变 (coronal transient)。日冕物质抛射是一类大尺度的非常壮观的太阳活动现象。在日冕物质抛射中，几十亿到几百亿吨的太阳等离子体及其携带的磁通量由日冕高速抛向行星际空间。

在可见光波段，日冕的亮度比日轮暗百万倍以上。除在日全食期间，日冕活动的白光观测要通过日冕仪来实现。日冕仪的遮光板把来自光球和色球的光遮住，从而观测日冕电子对太阳光球辐射的汤姆孙散射。由于散射的强弱与电子密度成正比，所以日冕仪所观测的亮度变化反映日冕密度大小和结构的变化。美欧合作发射的空间太阳和日球天文台(solar and heliospheric observatory, SOHO)上的大视场分光日冕仪(LASCO)把对日冕物质抛射的观测扩展到了 30 个太阳半径的外日冕。自 1996 年运行以来，已观测到一万多日冕物质抛射事件。

图 1 显示的是 SOHO/LASCO 日冕仪观测的各种 CME 的形态。右下角的 CME 展现了典型的三分量结构：明亮的前端、暗穴和致密的亮核。CME 的三分量结构在 20 世纪 80 年代被认证。这类 CME 约占 CME 总数的 1/3。CME 形态各异，有双极环(右上)，与太阳表面分离的巨环(左上)，复杂的缠绕结构(左下)等。中心图中所示是两幅日冕图像相减得到的较差图，展示一个晕状日冕物质抛射(halo-CME)的发展过程。晕状 CME 是沿日地连线方向抛射的 CME，其中向地球传播的 CME，是产生日地空间环境中灾害性天气的主要驱动者，对人类空间活动有重要影响。

现代技术进步和研究进展使非日冕仪观测的日冕物质抛射观测成为可能。天文学者通过在软 X 射线、远紫外(EUV)和低频射电波段的成像技术可对着日面观测日冕物质抛射的初发过程。借助非日冕仪的观测，与 CME 初发过程相联系的 EUV 波以及在 X 射线和 EUV 波段太阳表面大范围暗化(dimming)现象得以发现。图 2 显示的是与 1997 年 5 月 12 日晕状日冕物质抛射相联系的日冕 EUV 波和暗化。一个活动事件能在 X 射线和 EUV 波段在一个普通恒星表面引起大范围、乃至全球尺度的扰动，令人震撼。CME 的统计特征见表 1[2]。

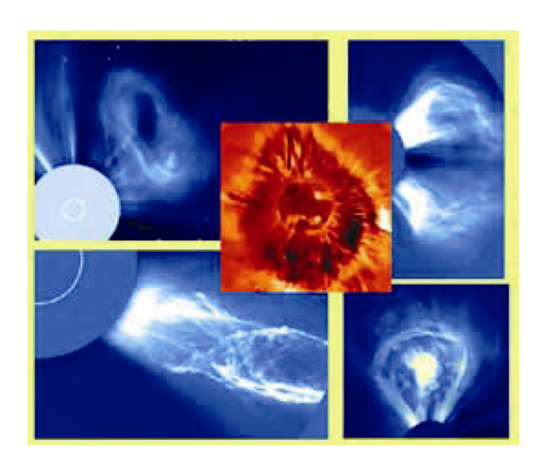


图 1　SOHO/LASCO 日冕仪观测的日冕物质抛射的形态

表 1　日冕物质抛射的统计性质

平均角宽(对日心张角)	47°
抛射物质总量	$<5\times10^{13}\sim5\times10^{16}$ g ($\sim10^{-17}$ $M_{\odot}$)
物质流失速率	$\sim2\times10^{11}$ g/s
日发生频次	5 (活动丰年) 和 0.5 (活动谷年)
前端速度	20~3000 km/s
平均速度	470 km/s
到达地球的时间	~100 h
能量密度	100 erg/cm^3
平均动能	2.6×10^{30} erg

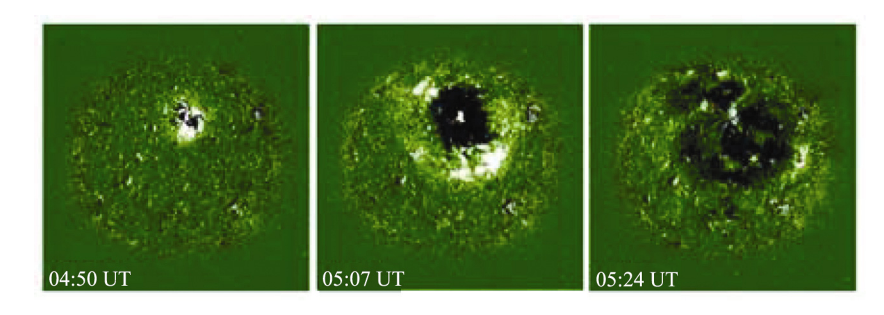


图 2　与一个晕状日冕物质抛射伴生的日冕 EUV 波和 EUV 暗化

2. 日冕物质抛射研究的意义

在太阳物理学科中，CME 是发现较迟和最重要的太阳活动现象，它以太阳大尺度磁场的不稳定性和大范围的物质被加速和抛射为特征。太阳物理学家关注的是：这一活动现象的起因和初发机制、它和太阳耀斑、宁静暗条爆发事件的关系、

它在日面上的源区、它所携带的等离子体和磁通量来源、CME 驱动的激波中粒子是如何被加速的、与 CME 伴生的 EUV 波的本质是什么等。一个普遍的看法是，CME 中的等离子体原来是被束缚在太阳封闭磁场中，CME 的发生包含着其源区磁场爆发式地失去平衡，闭合磁力线被逐渐拉升到行星际空间。探知这种大尺度太阳磁场拓扑结构的变化，是非常有兴趣的科学问题。

CME 研究被认为是空间物理学中一个分支[3]。空间物理学家关注的是 CME 如何在行星际和日地空间传播、如何与背景太阳风相互作用、是否能够并如何导致地磁暴和空间粒子暴(即 CME 的对地影响的有效性)。传播到行星际的 CME 在空间物理中被称为“行星际日冕物质抛射”(ICME)。不到 1/3 的 ICME 会以磁云”(magnetic cloud)的形式出现。磁云是有规则地沿磁环主轴扭缠增强的磁场结构，像一个巨大的缠绕的磁绳，是日地空间自由磁能的主要携带者[4]。磁云的尺度很大，在地球轨道附近其厚度约为 0.2 个天文单位。磁云的南向磁场与地球磁层相互作用，把太阳的磁能输入地球空间，提供多类地球物理活动的能源。CME、ICME 和磁云研究是当前空间物理中的热点课题，推动了多学科的交叉和合作研究。

日冕物质抛射研究也是天体物理中的一个前沿课题。高温、稀薄且气压磁压比 $\ll 1$ 的日冕环境在恒星和星系等天体物理对象中普遍存在。日冕物质抛射与太阳耀斑(恒星耀发)不同，CME 中的等离子体并没有被扩展地加热，其温度与背景日冕接近；日冕物质抛射与太阳和天体物理对象中的喷流(jets)不同，抛射的准直性不强，有沿日球磁场螺旋线成团和堆状抛射的特征，并与背景太阳风相互作用。天体物理学者关注的是在恒星和星系冕中，是否有与日冕物质抛射类似的过程、如何在天体物理对象中观测和证认冕层物质抛射现象、恒星的物质抛射是否影响恒星在自己生命周期中的演化趋向、是否有一些尚未得到理解的观测现象能由星冕和星系冕的物质抛射来解释等。近年，在具有类地行星的太阳系外恒星的搜索和研究计划中，星冕物质抛射活动被认为是决定类地行星可居住行的一个重要的因素，引起学术界重视[4]。

与 CME 相关的更普遍的物理问题是，一个在引力场中包含多层次和多尺度磁场相互作用的复杂磁通量系统中，磁场从封闭到开放(或部分开放)的大尺度拓扑变化是如何实现的、束缚其中的大范围等离子体是怎样被加速的。

3. 未解决科学问题

(1) CME 的日面源区和源区磁场结构

CME 主要是由日冕仪观测的。日冕仪的遮光板遮住了太阳的光球和色球以观测日冕密度的变化，同时也阻断了探知 CME 在日面源区和初发过程的可能性。迄今，CME 日面源区是通过 CME 与成协日面活动事件(耀斑和暗条爆发)的时空关系来判断的。在 CME 源区研究中有两类极端的观点：一个极端以中国学者近期的工

作为代表，认为 CME 来自全球尺度准同时性的磁相互作用；另一类观点是，爆发现象首先发生在个别活动区尺度，然后才发展成全球尺度[5]。我国学者周桂萍等(2006)在国际上第一个给出了 CME 大尺度源区磁场结构的分类[6]。

(2) CME 与耀斑的关系

太阳和恒星耀发现象曾长期作为天体激变现象的典型事例。1993 年 Gosling 发表论文“耀斑的神话”[7]，认为影响行星际的最重要的太阳活动现象不是耀斑而是 CME。而近年越来越多的工作对 CME 和耀斑(及暗条爆发)的关系趋于一个共识：它们紧密相关但互不为因果,可能是同一磁活动过程在活动区尺度和大尺度的不同表现。认识 CME 和耀斑的关系将深化对太阳活动本质的理解。

(3) CME 触发的物理机制

磁绳灾变模型[8]和磁爆裂模型[9]占有主流地位。在灾变模型中，理想磁流体过程导致磁绳(flux rope)平衡丧失，出现灾变；随之而来的耗散磁流体过程(电流片上的快速磁重联)使磁绳爆发式加速产生 CME，并同时导致耀斑。磁爆裂模型强调复杂磁场拓扑的作用。多重磁通量系统内强剪切的核心磁场驱动日冕 X 型磁奇点附近的磁重联，导致封闭磁场逐渐失去约束。在关于 CME 的理论思考中，磁螺度注入得到广泛的讨论。磁螺度密度定义为

$$\boldsymbol{h} = \boldsymbol{A} \times \boldsymbol{B}, \qquad \boldsymbol{B} = \nabla \times \boldsymbol{A}$$

在以太阳光球为边界的孤立的磁场区域，磁通量系统的相对螺度是一个拓扑不变量。一个需要探讨的观点是，磁螺度的积累如何导致不稳定性并通过 CME 把多余的磁螺度带离太阳。

(4) CME 的三维结构

由于观测到的 CME 是在天空平面内的投影，CME 真实的三维结构还是不解之谜。日冕仪得到的抛射速度和加速度只对应 CME 在垂直视线方向的横向膨胀，不能代表物质抛射的真实轮廓。因此，对一个晕状 CME，目前得到的动力学特征是不可靠的。不同的 CME 三维密度结构和速度结构将给出不同的观测解释。多个卫星从不同角度观测将揭示 CME 的三维结构。

(5) 伴生 EUV 波和暗化的物理本质

CME 在紫外和软 X 射线波段在可见日面伴生大尺度波动(EUV 波)和大范围暗化(见图 2)。波传播的速度小于阿尔芬速度甚至有时小于局地声速，因此无法用快磁声波来解释。我国学者陈鹏飞及合作者提出，EUV 波可能不是波，而是原来封闭的磁力线依次被拉伸和打开的过程[10]。

(6) CME 中的粒子加速

重大的太阳高能粒子事件(SEP)都与 CME 有关。CME 在其前端驱动激波，被认为是理想的粒子加速环境。详细的观测和理论研究将为理解天体物理中粒子加速给出新的线索。

(7) CME 和太阳活动周

CME 展现清晰的太阳周变化。然而，CME 作为太阳大气中最重要的活动现象是否并在多大程度上影响和决定太阳活动周的特征和发展,仍然是研究不多和未解决的问题。每个 CME 平均带走约 $10^{43}\ Mx^2$ 的太阳磁螺度，对太阳发电机过程必然有不可忽视的影响。现有的太阳发电机模型尚未考虑这一因素。

(8) CME 与行星际磁云的关系

行星际磁云是把太阳磁能输运到地球磁层空间的介质,是导致太阳和行星系统扰动的一个主要动因。理解磁云和 CME 及其源区的联系，成为空间物理学者关注的一个核心问题，需跨学科的交叉与合作研究。

参 考 文 献

[1] Eddy J A. A new sun: the solar results from skylab. 1979, NASA, SP-402, Washington, DC.

[2] Schwenn R, Raymond J C, Alesander D A, et al. Coronal Observations of CMEs. Space Sci Rev, 2006, 123: 127-176.

[3] Crooker N, Joselyn J A, Feynman J. Coronal mass ejections, Geophys. Monograph, 1999, 99.

[4] Khodachenko M L, Ribas I, Lammer H, et al. Coronal mass ejection (CME) activity of low mass m stars as an important factor for the habitability of terrestrial exoplanets. I. CME impact on expected magnetospheres of earth-like exoplanets in close-In habitable zones. Astrobiology, 2007, 7(1): 167-184.

[5] Culhane J L, Siscoe G L. The sun–earth workshop: A summary of the outcome. Solar Phys, 2006, 244: 3-12.

[6] Zhou G P, Wang J X, Zhang J. Large-scale source regions of earth-directed coronal mass ejections. A&A, 2006, 445: 1133-1141.

[7] Gosling J T. The solar flare myth. J. Geophys. Res., 1993, 98: 18937-18950.

[8] Isenberg P A, Forbes T G. Demoulin P. Catastrophic evolution of a force-free flux rope: A model for eruptive flares. ApJ, 1993, 417: 368-386.

[9] Antiochos S K, DeVore C R. Klimchuk J A. A model for solar coronal mass ejections. ApJ, 1999, 510: 485-493.

[10] Chen P F, Fang C, Shibata K. A full view of EIT waves. ApJ, 2005, 622: 1202-1210.

撰搞人：汪景琇
中国科学院国家天文台

基本物理常数会不会变化

Questions about the Constants of Nature Caused by the Fine Structure Constant Valuation

在物理学中，某些常数被认为是永远恒定不变的，称为自然常数或基本物理常数。例如真空中光速 c，Newton 引力常数 G 等，它们被假设在宇宙中任何地方及在任何时刻都相同。物理学的进展已使它们的测量值达到很高的精确度。例如，根据国际科学技术数据委员会(CODATA)1998 年推荐值，Planck 常数 h= 6.626 068 76(52)× 10^{-34}J · s；真空中光速 c =299 792 458m/s；基本电荷 e = 1.602 176 462(63)×10^{-19}C 等。

有一个问题是：已知的基本物理常数为什么就是这么大？或者说，表达物理世界特征的所有可测量量纲为一参数原则上是否都可以推算？实际上，迄今无人知道这些常数为什么就是这么大。虽然科学家们已能在实验室中通过非常复杂的技术极精确地确定这些常数，但对其起源仍一无所知。有一种看法认为，正是这些常数值决定了银河系、恒星这些宇宙构成可以存在的条件，并为生命的诞生和发展创造了前提。但这就有点像“人择原理”，即把一切都看成是为了人类的诞生和存在服务的。但地球和人类都不是宇宙的中心，它们的存在与否对浩渺的宇宙而言无关紧要。A. Einstein 最早思考了这类相关的问题。他风趣地想象“上帝创世”时的情况——在引发大爆炸前，“上帝”坐在控制台前揣摩：“我该把光速定在多少？”“我该给电子带上多少电荷？”“我该怎样给决定量子大小的参数(h)取值？”人们不清楚，“上帝”(自然界)是经过深思熟虑还是随便抓来几个数字，便创造了宇宙的一切？

另外，研究表明，“常数”一词可能是不恰当的说法，因它们或许随时间、空间而变。自 1930 年起，研究人员即推测常数并不恒定。现在国际上有两个词语：“inconstant constants”(“不常的常数”)，和“not-so-constant constants”(“不那么恒定的常数)；这些正是由相关的研究而起。2001 年 John Webb 领导的国际研究组利用设置在美国夏威夷的世界最大天文望远镜对宇宙深空最遥远的一些类星体进行观察研究后发现，亿万年前的微观结构常数比现行值小，由此判断在宇宙演化的早期的光速比现在大。精细结构常数(FSC)的定义为

$$\alpha = 2\pi\frac{e^2}{hc}$$

CODATA 给出的标准值为 α^{-1} =137.035 999 76。J.D.Barrow 当初是 Webb 小组的成员之一，参加研究工作达两年之久。他说：“我们观察不同化学元素的吸收谱线间

隔(它取决于发生吸收时红移中α的任何微小变化)；由于光是在 5~11Ga 前离开这些星辰的，把观察到的谱线间隔同现在实验室测到的谱线间隔作比较，就可以判断α在过去 11Ga 内有否变化。在两年里，观测了 147 个类星体，结果大大出乎意料——早期的α值比现在小了 7×10^{-6}左右”。他的话表明，如按年头平均，相当于$|\Delta\alpha/\alpha|=5\times10^{-16}a^{-1}$(观测区间为 3Ga 至 11Ga 前)。这看起来微不足道，但作为物理常数根本不允许有这样的年变化。因此在国际科学界有人说，这是 50 年来实验物理学惊人的发现之一。另外，2004 年 7 月 3 日出版的英国刊物 New Scientist 报道说，一个月前对西非 Oklo 核反应堆的实验数据作再分析后得到的结果是：在过去 2Ga 内α增大了 4.5×10^{-8}，故在过去α比现在略小。这结论与 Webb 小组是一致的。

构成精细结构常数的要素有 3 个，即 h, e, c；那么，α的变化是谁造成的？为简单计，只考虑一种可能的情况，即 e, h, c 这三者之一未能保持恒定。即便如此，也存在各种不同的观点。2002 年 8 月，物理学家 P. Davies 在《Nature》杂志上阐述了他领导的研究组对 J.Webb 小组的文章作研究后得出的结果。为了确定究竟是哪个物理常数可能发生变化，Davies 小组求助于黑洞理论，又应用了热力学第二定律。结果认为电子电荷 e 不可能变化，因此他们认为唯一可能是光速 c 并不恒定不变，光速在数十亿年间减慢了。果真如此，他认或许要放弃相对论和 $E = mc^2$ 公式。Webb 的观测表明，放出类星体光的原子结构和人类所见原子结构稍有不同，但这一差异有重大意义。当然，还应研究更多的类星体光线来证实 Webb 的观测，从而支持光速可变设想。

参 考 文 献

[1] Webb J K, Murphy M T, Flambaum V V, et al. Further evidence for cosmological evolution of the fine structure constant[J]. Phys Rev Lett, 2001, 87(9): 1-4.

[2] Davies P C W, et al. Cosmology: black holes constrain varying constants[J]. Nature, 2002, 418: 602-603.

[3] 黄志洵. 究竟是谁在变——由精细结构常数变化引发的问题与挑战[J]. 科技导报，2003, (6): 15-17.

[4] Barrow J D, Webb J K. Inconstant constants[J]. Scientific American, 2005, June: 32-39.

撰搞人：黄志洵

中国传媒大学信息工程学院

黑洞转动能量的提取

Extraction of Rotating Energy from a Black Hole

黑洞是爱因斯坦广义相对论最令人吃惊的预言之一。物质在强大的引力作用下，被压缩到极度弯曲的空间中，甚至连光也无法逃逸出来，这个极度弯曲的时空区域称为黑洞(black hole)。黑洞最重要的特征是存在一个时空分界面，即所谓视界面。视界面把黑洞内部与外部世界分开，任何物质(包括光)都不能通过视界面从黑洞内部逃出。1974 年 Hawking 利用弯曲时空量子场论证明:黑洞可以进行量子蒸发! [1] 由于 Hawking 蒸发的时标与黑洞质量的 3 次方成正比，这个效应只对质量比太阳质量小 10^{18} 倍的原初黑洞有意义，而对质量至少为 3 个太阳质量以上的天体物理黑洞并不重要。

黑洞中最具有天体物理意义的是 Kerr 黑洞，它具有质量和角动量两个特性，即 Kerr 黑洞是旋转的，在它的视界面和无限红移面(静限)之间有一个能层，如图 1 所示。

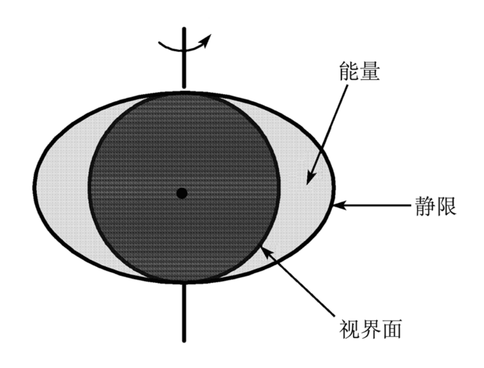


图 1　Kerr 黑洞的能层位于视界面和静限之间

理论上从一个极端 Kerr 黑洞的能层中可提取能量占黑洞总质能的 29%，因此 Kerr 黑洞是一个巨大能库 [2]。1969 年 Penrose 首先提出从 Kerr 黑洞的能层提取旋转能量的想法。设想一个能量为 E_{in} 的粒子由无穷远进入黑洞。仔细地选择粒子的轨道，使其穿过静限，然后让粒子分裂为两部分：一部分进入负能轨道并落入黑洞，其能量为 $E_{\text{down}}<0$，另一部分返回到无穷远，其能量为 E_{out}。能量守恒要求

$E_{in}=E_{out}+E_{down}$，即导致 $E_{out}>E_{in}$。结果由于黑洞失去了一些静止质量而导致无穷远处有能量的净增。当逆行负能粒子被黑洞俘获时，就有能量从旋转黑洞中被提取出来，这就是 Penrose 过程[3]。Penrose 过程揭示了从旋转黑洞中提取能量的可能性，具有重大的理论意义。1972 年 Bardeen 等人证明能层中粒子破裂成两部分的条件是两个粒子的相对速度至少要达到光速的一半[4]。很难想象天体物理过程能使粒子产生如此巨大的相对速度。

1977 年 Blandford 和 Znajek 提出[5]，Penrose 过程可以通过黑洞吸积盘系统中的大尺度磁场实现，这一能量机制简称 BZ 过程。BZ 过程最初是采用严格的广义相对论来表述的，后来 Macdonald 和 Thorne 等人在天体物理学家比较熟悉的等效“3 维空间+1 维时间”的框架中来表述 BZ 过程[6]。在 BZ 过程中大尺度磁场由吸积盘的电流产生，并冻结在理想导电的吸积等离子体中。在吸积过程中磁场被等离子体带入黑洞视界面，并由吸积盘的磁场通过磁压平衡维持，如图 2 所示。

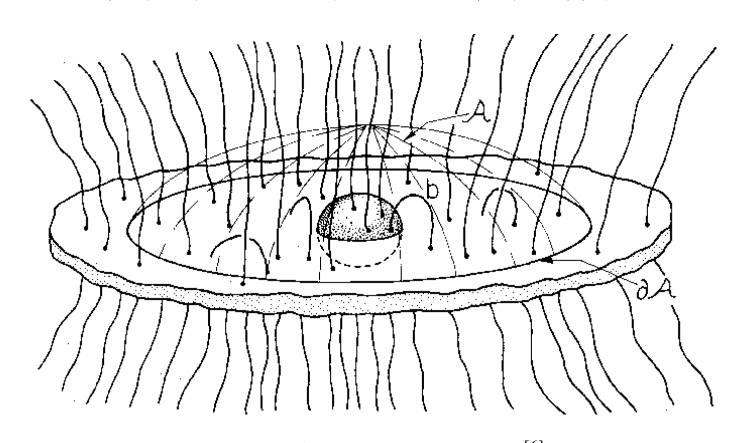


图 2　围绕黑洞的磁化吸积盘[6]

吸积过程中磁通量守恒保证磁力线不能逃逸，吸积盘内区的磁压使得这些与等离子体脱离因果联系的磁力线受到向内的挤压，并被迫穿过黑洞。在稳定的轴对称条件下，黑洞视界面和吸积盘内区的磁场位形如图 3 所示。

BZ 过程的提能原理可以采用等效电路描述[2,6]。由于磁力线的角速度滞后于 Kerr 黑洞的旋转角速度，二者的相对运动导致在紧邻黑洞视界面的导电薄层中形成等效电流，大尺度磁场对这个导电薄层中的感应电流的作用力矩总是阻碍黑洞的旋转的。这很像一个导体球在磁场中运动形成的发电机：旋转黑洞形成一个电动势，磁力线旋转所形成的磁面连接黑洞与天体物理负载构成等效电路。Kerr 黑洞的转动能量通过大尺度磁场以 Poynting 能流的形式传递出到遥远的天体物理负载，另一部分能量耗散在黑洞视界面导致黑洞熵增加。

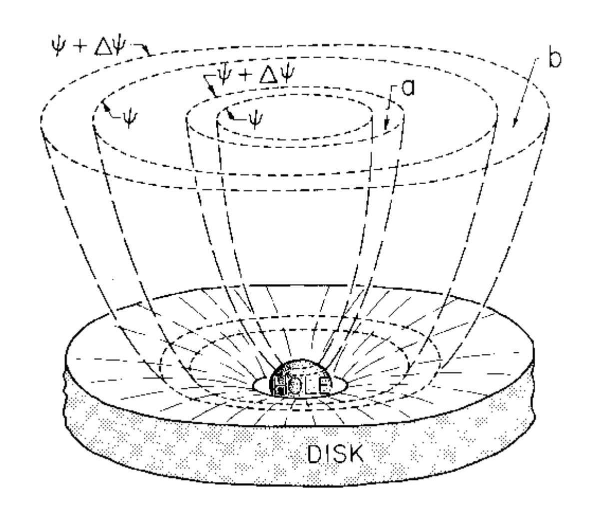


图 3　由磁力线形成的旋转磁面，两个相邻磁面形成环形磁通管，磁通管内外面的磁通量分别为 Ψ 和 $\Psi + \Delta\Psi$[6]

BZ 过程为不同尺度的黑洞系统提供了一种可能的喷流产生机制。它具有以下几个特点：①大尺度磁场可以对喷流进行准直；②电磁喷流十分“清洁”，不存在所谓“重子污染”问题，因此可以解释高达几百 Lorentz 因子的相对论外流；③电磁喷流是“高效”的，能有效地通过电流不稳定性耗散，而且电磁能量的耗散过程本身就是间歇性的，很容易解释伽马暴的快速光变。正是由于这些优点，BZ 过程被广泛用来解释活动星系核、类星体和微类星体的喷流，并认为是驱动伽马射线暴的中心发动机[7~9]。

虽然 BZ 过程在解释黑洞系统的喷流方面取得了一定的成功，这个能量机制还没有在学术界取得共识。除了涉及理论本身的自洽性之外，BZ 过程需要借助一定强度的大尺度磁场来驱动喷流。解释活动星系核的喷流功率要求磁场达到 10^4G，解释伽马射线暴的能量来源要求磁场达到 10^{15}G。如此强大的有序磁场是否存在，又如何起源？另外喷流是如何准直的？喷流中的高能粒子是如何加速的？这些问题对于各种喷流模型都是严峻的挑战，需要把理论模型与天文观测结合起来作进一步深入研究。

参 考 文 献

[1]　Hawking S W. Nature, 1974, 248: 30.

[2]　Thorne K S, Price R H, Macdonald D A. Black holes: The membrane paradigm. Yale Univ. Press, 1986.

[3]　Penrose R. Riv Nuovo Cim. 1969, 1: 252.

[4]　Bardeen J M, Press W H, Teukolsky S A. ApJ, 1972, 178: 347.

[5] Blandford R D, Znajek R L. MNRAS, 1977, 179: 433.
[6] Macdonald D, Thorne K S. MNRAS, 1982, 198: 345.
[7] Belgelman M C, Blandford R D, Rees M J. Rev Mod Phys, 1984, 56: 256.
[8] Mirabel I F, Rodriguez L F. Nature, 1994, 371: 46.
[9] Lee H K, Wijers R A M J, Brown G E. Phys Rep, 2000, 325: 83.

撰稿人：汪定雄
华中科技大学物理学院

黑洞熵的本质问题

On the Nature of Black Hole Entropy

基于已知描述黑洞参数之间的关系(统称为黑洞力学定律)以及这些关系与通常热力学定律的相似性，Bekenstein 于 20 世纪 70 年代初做出了大胆的推论：黑洞也是一个热力学体系，黑洞力学关系实际上反映的就是相应的热力学关系。特别，黑洞熵 (S) 与黑洞的视界面积 (A) 具有简单的正比关系 S~A，黑洞视界面积不递减对应的就是相应的热力学第二定律(即孤立系统的熵增加原理)。后者在一般情况下应理解为黑洞熵和黑洞外物质熵的总熵所满足的原理(通常称为广义黑洞热力学第二定律)。随后 Hawking 证明了黑洞具有温度和热辐射，并确定了黑洞温度与视界表面引力的关系。正是 Hawking 的工作使得 Bekenstein 的发现得到认可，并使得表征一般黑洞的参量如质量、电荷、角动量及其他如视界面积等与相应的热力学函数的关系得到完全确定。特别，黑洞熵等于四分之一视界面积除以约化普朗克常数和牛顿引力常数 (这里我们取光速和玻耳兹曼常数为一)。因 Hawking 的这些重要贡献，黑洞熵通常也称为 Bekenstein-Hawking 熵。

由于普朗克常数出现在黑洞熵公式中，黑洞熵的量子起源从一开始就被大家认可。 但其真实的内涵以及与之紧密相关的广义黑洞热力学第二定律的具体作用机制和黑洞信息丢失问题近 40 年来一直是该领域的研究人员希望揭开的谜团。可以说，上述任何一个问题的完整理解同时也会揭开另外两个谜团，为建立完整的量子引力描述打下基础。

通常认为黑洞熵如同普通系统熵一样反映的是相应宏观系统对其微观信息不可知性的一种量度。 但对黑洞系统，由于我们目前对量子引力的了解甚少，黑洞熵深刻的内涵目前仍然不清楚。它是不是与通常非引力系统热力学熵的统计解释类似，比如由一给定视界外几何所有可能内部黑洞态计数确定，或由形成一给定黑洞的所有可能方式确定，或由视界上的量子态数确定？还是它代表违反幺正演化所导致的信息丢失的量度？

基于上述，我们来看看普通系统与黑洞的不同。考虑一个理想气体宏观热力学体系。对于这样的体系，我们知道的信息是该体系的一些宏观热力学量如温度、体积、压强、熵、内能和各种自由能。对一给定的宏观态，我们是无法知道相应微观态的具体信息。而熵表征就是这样一种“无知性”或其量度。但对这样的体系，我们知道其微观量子理论，因此我们可以通过量子统计和计数相应的量子态多重性给

出量子意义下的熵。这种量子熵与经典的热力学熵应基本一致。这是因为量子力学的对应原理将量子态与经典的相空间联系起来。但黑洞的“无毛”定理告诉我们：黑洞没有经典的相空间，因此无法用此来解释黑洞热力学熵。这同时也意味着黑洞熵本身源于量子行为。如果仍然遵从通常的统计解释，黑洞熵应直接与黑洞的(某种)量子微观态计数相关。 这也与前面提到的黑洞熵公式已包含普朗克常数是一致的。 因此深刻理解黑洞熵的内涵无疑会帮助我们理解引力的量子行为。

与普通系统另一显著的差别是：黑洞熵与其视界的面积而不是与黑洞的体积成正比关系。如果将黑洞熵与其量子微观态联系起来，上述关系似乎隐含着黑洞微观态仅仅生活在黑洞视界面(这也是黑洞全息性假设的缘由)。尽管这一推论目前被广泛地接受同时也与视界本身可看成一热力学系统(如视界具有同一温度)不矛盾，但人们不免要问为什么如此，为什么黑洞微观态与黑洞视界外甚至视界内的整个区域没有关系或这些区域的微观态的贡献可以忽略。

另外，通常的黑洞熵真正反映了黑洞熵的全部吗？从黑洞热力学角度，黑洞视界内部不应该具有热力学平衡(Killing 矢量是类空的)。因此一种观点认为通常的黑洞熵描述的仅仅为黑洞外部和视界这一黑洞区域的熵。这是基于视界外的(经典)观测者由于视界的无穷红移最多只能观测到视界。进一步，这似乎也与黑洞热力学第一定律(比如对 Schwarzchild 黑洞)不矛盾。这在于通常黑洞的内能是黑洞的 ADM 质量，来源于黑洞引力的长程或经典贡献。但如果将黑洞熵与视界面积的正比关系简单地解释成黑洞熵完全由视界决定，其结果似乎与黑洞热力学第一定律有矛盾。原因是该定律中的内能为黑洞的整体性质，不仅仅依赖视界。当然，黑洞的质量、电荷、角动量、视界等都是描述黑洞的(经典)整体性质。我们也许不应该从黑洞熵与黑洞视界面积的关系就简单地认为黑洞熵的黑洞微观量子态完全由视界上的微观量子态所定。但在一定的条件下我们也许可以采取这种等效的描述。

近 10 年来，我们在对黑洞熵的微观解释方面取得了相当大的进展(见文献[1])，特别是弦理论对一类黑洞的熵可以给出精确的解释。但这些解释都是在一定的特殊条件下成立的，比如在一定近似下有些黑洞系统可看成一个处于视界位置的共形场论(某种近似的引力/CFT 对应)，从而可以用微观态计算对应的熵。即便如此，我们通常还是不能解释为什么这样会给出正确的结果。总之，我们仍然缺乏一个普适、完整的黑洞熵解释。由于对引力特别是其量子行为了解甚少，我们目前在量子引力的探讨方面还面临着很多挑战，比如一般情况下如何实现量子引力与背景无关，量子引力的动力学自由度是什么，我们通常熟悉的建立在弱关联基础上的动力学自由度或微观态在一般量子引力意义下是否还成立等。另外，我们在一些特殊情形下解释黑洞熵所获得的图像也许离真实的一般情况相距甚远。非常可能，我们目前对黑洞熵本质的理解仍然停留在初级或表面层次上。

除作者对黑洞熵及相关的理解外，本文主要基于文献[1]~[3]及其所参考的

文献。

参 考 文 献

[1] Carlip S. Black hole entropy and the problem of universality. J Phys Conf Ser, 2007, 67: 012022.
[2] Jacobson T. On the nature of black hole entropy. General Relativity and Relativistic Astrophysics, 1999: 85-97.
[3] Jacobson T. Do we understand black hole entropy? Grossmann Meeting, 1994: 39-58.

撰稿人：卢建新 [1] 陈 斌 [2]
1 中国科学技术大学交叉学科理论研究中心
2 北京大学物理学院

黑洞的吸积与外流

Black Hole Accretion and Outflows

吸积是天体由于引力作用而吸引和集聚周围气体、尘埃等物质的过程。外流是由天体附近发出的向外运动的物质和能量流，分为定向、准直的喷流和弥散状态的风这两种形式。吸积与外流见于多种具有不同尺度和物理本质的天体的周围，但黑洞的吸积与外流有着特别重要的意义。第一，活动星系核、X 射线双星、超亮 X 射线源、伽马射线暴等高能天体，其巨大的能量是不可能由作为普通恒星能源机制的热核反应来提供的，而黑洞吸积过程中引力能的释放已被学术界公认为这些天体的能源机制(对 X 射线双星而言也可能是中子星的吸积)。黑洞的外流是黑洞对其所在的天体系统的一种强有力的反馈，很可能对恒星形成、星系乃至星系团的演化有着重大的影响。第二，黑洞作为由广义相对论和量子力学联合预言的一种奇特天体，对其在宇宙中存在的证实是物理学家期盼的。但黑洞本身不能被直接观测，而被它吸积的物质在落入视界之前所发出的辐射是可以观测到的，外流尤其是喷流更是能够延伸到远离黑洞的地方。正是被吸积物质和外流所给出的信息为黑洞的存在提供了虽然间接但却令人信服的观测证据，这也是迄今所知几乎唯一有效的证认黑洞的手段。

被吸积物质一般都具有不可忽略的角动量(由于双星的公转、星系的自转等)，因而是一边旋转一边向黑洞坠落，形成一种盘状的结构，这就是吸积盘。吸积盘的结构和其中的物理过程都比普通恒星复杂得多。恒星的结构大致上是球对称的即径向一维的，内部物理过程主要是热核反应产能和黑体辐射释能，相关的理论也已基本上成熟。吸积盘的结构则是三维的，即使假定了轴向对称也是二维的；内部的微观和宏观物理过程应有尽有，包括黏滞、辐射、传导、对流、径移(advection)、激波、蒸发、磁场、核反应、正负电子对、中微子等；各种各样的不稳定性、随时间演变的行为(如扭曲、振荡、翻转、吸积模式跃迁等)，以及由此造成的周期性、准周期性、非周期性光变也非常复杂。尽管如此，吸积盘领域学者的不懈努力还是得到了可观的回报。他们已经建立了不同物理条件下的理论模型，其中影响最大的是 1973 年的 Shakura-Sunyaev 盘(或称标准薄盘)模型(这个模型的出现被视为吸积盘理论诞生的标志)、20 世纪 80 年代末的细盘(Slim 盘)模型、90 年代中期的径移主导吸积流模型。这些模型已分别应用于解释不同种类高能天体的观测现象，并取得了不同程度的成功。

学术界一般相信，外流是由一小部分被吸积物质转变而来(也有一些学者认为外流是纯粹的坡印亭能量流)。与吸积相比，外流的成因似乎更为费解：为什么在黑洞附近的强大引力场中能产生向外逃离的物质和能量流？这个问题迄今尚未得到根本意义上的回答。从实际操作的层面，曾有学者认为外流是由吸积盘辐射压的推动造成的，但相关的模型似乎并不成功。现在看来，外流更可能是由于磁场的作用：借助于被吸积物质带来的大尺度磁场，通过一些很精巧的物理机制可以提取吸积物质的能量，也可以提取黑洞的转动能量(参见汪定雄撰写的“黑洞转动能量的提取”)。从更纯粹的理论层面，对外流形成的充分和必要条件则还很不清楚。由于历史的沿袭，学者们一般用流体的伯努利函数(即单位质量流体的焓、动能、引力势能三者之和)来作为外流的理论判据。伯努利函数为正值应该是外流形成的必要条件，为负值应该是外流不能形成的充分条件；但外流形成的充分条件或充分必要条件是什么则还不得而知。

参 考 文 献

[1] Frank J, King A, Raine D. Accretion Power in Astrophysics. Cambridge: Cambridge University Press, 2002.

[2] Kato S, Fukue J, Mineshige S. Black-Hole Accretion Disks. Kyoto University Press, 1998.

[3] 卢炬甫. 致密天体的吸积与喷流//90 年代天体物理学. 李启斌, 李宗伟, 汲培文. 北京：高等教育出版社, 1996.

[4] 卢炬甫.黑洞吸积盘理论进展. 天文学进展，2001, 19: 365.

[5] Abramowicz M A. Lasota J P, Igumenshchev I V. MNRAS, 2000, 314: 775.

撰稿人：卢炬甫

厦门大学物理系

伽马射线暴的激波磁场与加速机制

The Shocked Magnetic Field and the Mechanism of Acceleration of Gamma-Ray Bursts

伽马射线暴是一种高能伽马射线的爆发现象。它具有极高的能量、极猛烈的爆发、极短的时标和极其复杂的时间结构和能谱结构，它一次爆发释放的能量超过太阳一年所释放能量的一千亿倍。

1997 年 BeppoSAX 卫星第一次探测到伽马暴余辉(afterglow)，测出了红移，从而确认了伽马射线暴是宇宙学距离上能量巨大无比的一种恒星级爆发现象，使伽马射线暴的研究进入到一个崭新时期，成为国际天文学界和物理学界最热门的研究课题之一。

伽马射线暴释放的各向同性能量约 10^{51}~10^{54}erg/s†，但也存在低能暴(10^{46}~10^{47}erg/s)，伽马射线暴的大部分能量都以 30keV 到几百万电子伏的光子形式释放，小部分的能量以余辉的形式释放[1]。少量暴里还发现有能量大于 10 GeV，甚至达到 0.1Tev 的高能部分。伽马射线暴的原始尺度区大小约为 100km 左右，因此它不是星系层次的现象而只能是恒星尺度的，初始爆发时标约为毫秒级。

现已发现的伽马射线暴约 3000 余个，持续时间 10^{-3}~10^{3}s。它们是宇宙大爆炸之后所知的最猛烈的爆发，而且是瞬间产生于一个几百公里的极小区域，因此是什么中心能源机制(中心引擎)触发这一爆发？是什么天体能在如此短促的时间里产生和释放出如此巨大的能量？伽马射线暴爆发后其能量是如何辐射出来的？这都是理论研究亟需搞清的问题。目前提出的伽马射线暴中心能源机制模型已有 200 多个,但似乎还没有一个模型能够完美解释所有观测事实。中心能源机制仍旧是伽马射线暴最重要、也是最令人迷惑不解的难题。

目前对于伽马射线暴的研究，更多的还是研究它爆发后的种种情况，这方面火球激波模型为大家提供了一个很好的平台，使人们可以在这个平台上进一步分析各种观测结果、探究其产生的原因和推断出有关的物理过程。火球激波模型暂时没有考虑伽马射线暴中心的能源机制，它只描绘出了爆发后的图景，不过它已得到大多数人的认可，被称为标准模型。

火球激波模型认为[2]，伽马暴爆发时，致密的“中心引擎”可将喷发出的火球膨胀速度加速到接近光速,其中快壳层追上慢壳层时会产生内激波；它在外部介质中

† 1erg=10^{-7} J.

减速时要产生外激波。内激波产生伽马射线波段的伽马暴，而外激波则产生伽马暴余辉。在内激波中,激波将火球膨胀的动能转化成γ射线。而且激波加速带电粒子，形成相对论性的幂律能谱；同时激波的扰动机制产生磁场，在磁场中相对论性带电粒子通过同步辐射产生伽马光子。幂律分布的正负电子产生同步辐射的幂律谱。余辉的辐射一般认为是来自正向外激波中电子的同步辐射。

火球激波模型虽然从整体上形象地说明了爆发后的过程和主要特征,但随着观测的深入，也暴露了它在有些方面的考虑可能并不完全，如它认为伽马暴激波中的辐射最初都是来源于相对论性电子的同步辐射[3~4]，就可能不符合实际情况。因为采用同步辐射，就相当于承认其磁场基本上是均匀场，由磁场弯曲引发的辐射完全可以忽略。而且均匀场只有单一的一种形态，这无疑就将磁场强弱以外的所有其他重要信息都全部抹掉了。但事实是否如此呢？火球激波模型在解释某些最新观测结果时遇到困难，又似乎表明均匀场设定可能并不符合实际情况，磁场弯曲引发的辐射有时可能还是主体部分，必须考虑。尤其在伽马暴激波中，其密度、压强等物理量都认为是非均匀的,怎么唯独由扰动机制产生的激波磁场又能看成是均匀的呢？

不久前 X. L. Deng 等注意到这一问题，他们认为激波磁场中磁场弯曲引发的辐射不能忽略掉，并用同步-曲率辐射拟合了一组伽马暴谱，统一解释了过去难以说明的高能拐点和能量过剩现象[5]。他们的结果很有说服力地表明，将伽马暴激波磁场看成均匀磁场可能是错误的。而且前两年对 3C 273 大尺度喷流的观测已表明,这类源中激波产生的磁场就不是均匀场，而是呈螺旋状的[6]。这也就预示，伽马暴激波磁场也不应当是均匀的。但究竟是一种什么形态，目前尚不能推定。而且由于激波磁场在伽马暴辐射的形成中有着极其重要的地位,它直接影响到伽马暴谱及其余辉的各种观测特征，这也就促使人们对伽马暴磁场做更深入的思考，如激波磁场的结构究竟如何？可能有些什么形态？它们是通过什么机制产生的？具有一些什么物理特性等。目前对伽马暴激波磁场的认识还很肤浅，对它的产生更没有任何完善的理论，因此这些问题的解决，无疑有助于揭示出伽马射线暴以及高速喷流中一些更深层次的物理规律。

对于激波的加速机制也是必须深入研究的另一难题，因为能谱指数 p 是与加速机制相关联的。Tavani 用同步辐射模型讨论 GRB910601 时给出的 p 等于 6[7~8]; X. L. Deng 等对 GRB941017 五个不同时段谱的演化研究，得到电子能谱指数 p 的取值是 5.4，其他一些理论工作也要求 p 能取较高的数值。但用费米加速机制模拟给出的谱指数 p 仅为 2.2~2.5，这表明标准费米加速机制远不能达到这一要求。而且，Baring 和 Braby 的工作也指出了在标准费米加速机制和伽马暴观测上的差异[9]。Hededal 等还尝试过用一种不同于费米加速的机制得到的幂律分布电子来解决这一谱指数矛盾[10]。这些都表明，加速机制是一个十分重要、又亟待解决的问题,它直接影响到对伽马射线暴更深层次内在规律的认识。 伽马射线暴谱指数矛盾

如何才能解决？激波中是否还有其他更有效的加速机制？它们的物理机理又是什么？是否内涵有更多新的物理内容？这些都是天文学家和物理学家们必须深入考虑并认真探讨的重要问题。而且加速机制在其他高能天体领域也十分重要，它的解决无疑是具有普遍意义的。不过目前这方面的线索并不很多，从物理上解决起来可能还有较大难度。但愿高能卫星 Fermi 能与 Swift 一起，对伽马暴及其余辉的本质特征提供更多更加详尽、更加丰富的信息。

参 考 文 献

[1] van Paradijs J. Kouveliotou C, Wijers R A M. J ARA & A, 2000, 38: 379-425.
[2] Rees M J, Meszaros P. ApJ Letter, 1994, 430: L93.
[3] Band D, Matteson J, Ford L, et al. ApJ, 1993, 413: 281.
[4] Katz J I. ApJ, 1994, 432: 107.
[5] Deng X L, Xia T S, Liu J. Astron Astrophys, 2005, 443: 747-752.
[6] Asada K, et al. A helical magnetic field in the Jet of 3C 273. PASJ, 2002, 54: L39-43.
[7] Tavani M. Phys Rev Lett, 1996a, 76: 3478.
[8] Tavani M. ApJ, 1996b, 466: 768.
[9] Baring M G, Braby M L. ApJ, 2004, 613: 460.
[10] Hededal C B, Haugbolle T, et al. ApJ, 2004, 617: 107.

撰稿人：张家铝

中国科学技术大学天体物理中心

伽马暴宇宙学

GRB Cosmology

伽马射线暴是目前已知的宇宙中最为剧烈的电磁爆发现象。自 1967 年被首次观测到以来,该种爆发现象的起源及相应的物理过程一直是被天文学家们所关注和思考的热点问题之一[1~3]。伽马射线暴可以分为两类:长暴和短暴。长暴是指暴的持续时间超过两秒,反之则为短暴。长暴一般认为是大质量的恒星坍缩过程中形成的,而短暴是致密星的并合产生的。下面我们讨论长暴是否可以作为标准烛光。

把伽马暴当作标准烛光来研究宇宙学参量特别是暗能量的性质(即伽马暴宇宙学的概念)是由南京大学的戴子高、梁恩维和徐栋在 2004 年提出的[4]。他们使用了 Ghirlanda 关系[5],即伽马暴经过喷流改正的能量和能谱的峰值能量之间的关系。某些模型能够解释 Ghirlanda 关系,这可能暗示物理上存在这个关系。除了此关系,伽马暴还有许多统计关系,如 Amati 关系,Liang-Zhang 关系等。然而,这些关系和宇宙学模型相关,用它们来限制宇宙学参量存在循环性问题。这是因为伽马暴大多发生在高红移处,缺少低红移的伽马暴样本不能很好地校准这些关系,而计算喷流修正的能量需要假设宇宙学模型才能得到光度距离。有三种方法可以解决这个问题:第一,与超新星作为标准烛光一样,用低红移的伽马暴样本来定标,确定这些关系。伽马暴的发生率大约是每天一个,每年能观测到红移的伽马暴有几十个。如果长暴确实是大质量的恒星死亡形成的,可以认为伽马暴的发生率和恒星形成率成正比,低红移的大质量恒星很少,能观测的低红移伽马暴并不多。第二,如果在某一小红移间隔内观测到足够多的伽马暴,也可以确定伽马暴光度关系的参数。例如,在红移间隔为 0.3 内如果能观测到 25 个伽马暴,就可以确定 Liang-Zhang 关系的参数[6]。我们期待高能卫星 Fermi 和 Swift 联合可以观测到更多的伽马暴。第三,如果能够找到伽马暴某种光度关系的物理解释,就可以解析计算该光度关系的参数。显然,得到的关系与宇宙学模型无关。目前伽马暴宇宙学的研究还处在婴儿期,它的发展将依赖于标准烛光的确定和观测样本的积累。

参 考 文 献

[1] Meszaros P. Annu Rev Astron Astrophys, 2002, 40: 137.
[2] Zhang B, Meszaros P. Int J Mod Phys A, 2004, 15: 2385.
[3] Zhang B, Chin J. Astron. Astrophys, 2007, 7: 1.

[4] Dai Z G, Liang E W, Xu D. Astrophys J, 2004, 612: L101.
[5] Ghirlanda G, Ghisellini G, Lazzati D, et al. Astrophys. J, 2004, 616: 331.
[6] Liang E W, Zhang B. Mon Not R Astron Soc, 2006, 369: L37.

撰稿人：戴子高 王发印
南京大学天文系

超高密度光子

Ultra-High Density Photons

自从 1960 年发明激光器以后，激光技术的发展突飞猛进。随着激光技术的发展，激光的光强不断提高，光子数密度也随之大大提高。人们可能要问，光子数密度的提高，有没有一个理论极限？当光子数密度几乎无限提高时，可能会有哪些意想不到的问题？宇宙空间会不会有超高密度光子？

物理学告诉我们，光子是玻色子，电子是费米子。由于电子是费米子，在一个能态上，至多容许有 2 个电子。相反，由于光子是玻色子，在一个能态上可以容许有 2 个以上的光子。至少到目前为止，人们认为一个能态上可以容许有无限多个光子。这就意味着光子数密度并不存在理论上的极限，在理论上允许光子数密度无限增加。

若单位体积内的光子数目是 n/cm^3，一个光子能量是 $h\nu$，则光能密度 $\rho=nh\nu\,\mathrm{J/m}^3$，而光强 $I=nh\nu c$，单位是 $\mathrm{W/m}^2$。显然，光强与光子数密度成比例。为了提高光子数密度，一是提高激光功率，二是对激光聚焦。如果对飞秒激光脉冲聚焦，则瞬间的光子数密度可以达到很高。由于光是电磁波，这也意味着能产生瞬间的超强电场和超强磁场。同时，通过激光对物质压缩，也产生超高压强。目前，激光技术可以达到 $10^{20}\mathrm{W/cm}^2$ 到 $10^{22}\mathrm{W/cm}^2$ 的水平，今后还会进一步提高。

当激光的水平达到 $3\times10^{16}\mathrm{W/cm}^2$，即 3 亿亿 $\mathrm{W/cm}^2$ 时，则激光的光场强度相当于氢原子内部的库仑电场的强度 50 亿 V/cm。当激光水平为 $1.4\times10^{18}\mathrm{W/cm}^2$ 时，可使电子的能量超过 $2mc^2$，这时电子与离子碰撞会产生正负电子对。当激光水平达到 $10^{28}\mathrm{W/cm}^2$ 时，可能在真空中激发正负电子对。

将高功率激光聚焦，与核聚变材料作用，实现了激光核聚变。这就相当于在实现室内产生“针尖大小”的一个“太阳”。太阳是恒星，恒星内部有核聚变反应。恒星的引力与其内部高温气体热运动的压力达到平衡。

如果用激光对物质进行压缩，当激光产生的压力与物质内部高密度电子的简并斥力达到平衡时，这就相当于在实验室产生了白矮星。宇宙中有白矮星。白矮星是恒星坍缩的结果。当恒星内部的核聚变材料耗尽时，发生引力坍缩。如果该恒星的质量不超过 1.4 个太阳质量，则坍缩后的星体的引力与内部简并电子斥力达到平衡时，就成为白矮星。

如果激光功率进一步提高，经过聚焦，可以对物质进行更强有力的激光压缩，以至于把原子中的电子压进原子核内，使质子变为中子。由于原子是由原子核与核

外电子构成，对原子进行这样的压缩之后，则整个原子都变成了中子。这就是中子星的特点。在宇宙空间有中子星。中子星的引力与中子的简并斥力达到平衡。若恒星质量超过 3 个太阳质量，当该恒星内部核聚变材料耗尽而发生引力坍缩时，其引力坍缩会把电子压缩到原子核里，使质子成为中子。这样，该天体就成为中子星。

如果激光光强进一步提高，用激光对物质进行压缩，在理论上，可能在实验室产生黑洞。若被压缩的物质的质量是 M，物质被压缩到半径 r，当 $r=2GM/c^2$ 时，就满足在实验室产生黑洞的条件。由于它有很强的引力，可以把附近的光吸引进去。宇宙中可能有黑洞。宇宙中的黑洞是致密的天体，其质量和半径满足上述关系。这里的 r 被称为史瓦兹半径。

因此从理论上可以设想，当激光光强达到异乎寻常的水平时，就有可能在实验室产生恒星、白矮星、中子星、黑洞。甚至还可以设想，对实验室内产生的中子星进一步压缩，成为夸克星。这里的难题之一是如何提高激光光强。但提高激光光强是技术难题，不是科学难题。另一个问题是，当激光光强很高时，可能有什么物理过程，不利于激光压缩的压力的进一步提高，这个困难是科学难题。

以上几种情况，是基于超强激光与物质的作用。下面考虑，如果在真空中对激光聚焦，当光子数密度几乎无限制地提高时，可能出现什么景象呢?

设想光子球的半径是 r，球内光子数是 N。考虑到一个光子的能量是 $h\nu$，质量是 $h\nu/c^2$，则 N 个光子的质量是 $Nh\nu/c^2$，记为 M。如果达到条件

$$r = 2GM/c^2 = 2GNh\nu/c^4,$$

则这个超高密度光子球就是一个黑洞，暂名为光子黑洞。这种光子黑洞的特点是：①与普通黑洞相似，在它附近的光都会被吸引到这个光子球里。②这种光子黑洞内部的光子，被引力吸引在一起，跑不出来。③这个光子黑洞可以不以光速运动。④这个光子黑洞，也可能有霍金辐射，即辐射出“正反粒子对”。⑤如果由于某种原因，使这种光子黑洞破裂，则这个黑洞的质量 M 就在瞬间全部变为辐射能量。⑥它的辐射是非热辐射。

显然，用实验室的技术产生这种光子黑洞是很难设想的。但是，在宇宙演化中，会不会产生这种光子黑洞，则是需要理论探讨的一个问题。可以设想，在宇宙演化中，可能会有这种高能量密度的光子球。或者设想在宇宙演化中，有正物质的黑洞，也有反物质的黑洞。当正物质黑洞与反物质黑洞碰撞时，正反物质黑洞湮没成为高能密度的γ 射线。这种γ 射线便可能以γ 光子黑洞的形式存在。如果这种子γ 光子黑洞爆裂，便在瞬间爆发出强大的γ 射线，即产生γ射线暴。

天文观测到的γ射线暴，是来自宇宙空间的一种短时标的γ射线爆发。γ射线暴的辐射主要集中在 100~1000keV，是非热辐射，持续时标从几十毫秒到几百秒。现在几乎平均每天可探测到一次γ射线暴。在 1999 年 1 月 23 日发生的一次γ射线暴，其能量高达 2×10^{54} erg，相当于一个太阳的质量全部变为能量并在几十秒内释放

出来。

关于γ射线暴的成果在 1997 年和 1999 年均被评为全球十大科技成就，但是，γ射线暴的能源机制还是未解之谜。γ射线暴的能源机制必须满足以下条件：① 能产生足够大的能量 10^{51}~10^{54} erg。② γ射线暴的源要能够产生非热辐射。③ 能产生脉冲为几十毫秒的短暴且无余辉。④ γ射线暴的源内的重子物质必须很少，少于太阳质量的万分之一。⑤ γ射线暴的源的尺度必须很小。考虑到γ射线暴的持续时间只有几十毫秒到几百秒，所以 γ 射线暴的源尺度只有 10^2~10^6 km。

也许这种超强γ射线暴与上面猜想的γ光子黑洞有关。由黑洞的半径 $r = 2GM / c^2$，可知 $M = rc^4/2G$，能量 $E = Mc^2 = rc^4/2G$。若光子黑洞的半径为 100km，爆裂时可产生的能量为 E=10^{56} erg，相当于γ射线暴的能量，且爆发的脉冲为毫秒量级。另外，光子黑洞内当然重子数目很少。光子黑洞爆裂时产生非热辐射，谱线相当窄，也没有余辉。因此，γ光子黑洞与γ射线暴的能源机制所需要的条件吻合。γ光子黑洞爆裂可能是短暴的能源机制。

显然，超高密度光子、光子黑洞、γ 光子黑洞与γ射线暴的关系，是渺茫但有价值的问题。

参 考 文 献

[1] 卢炬甫. 黑洞的证认—— 21 世纪 100 个科学难题. 长春：吉林人民出版社，1998:136-143.
[2] 王伟. 宇宙深处的γ射线暴// 21 世纪 100 个交叉科学难题. 北京：科学出版社，2005：18-23.

撰稿人：李福利
首都师范大学物理系

磁能释放的有效机制——磁重联

Magnetic Reconnection—An Effective Mechanism of Magnetic Energy Release

1. 磁重联机制的提出

宇宙的可见物质中 99.9%以上是由气体电离后形成的等离子体组成，并经常处在湍流状态。在湍流满足一定条件的地方，任何微弱磁场会由于发电机效应而不断放大直至饱和形成强磁场。由于等离子体的高导电性，磁力线“冻结”其中并随等离子体运动而在空间中扩展，不同方向 (甚至反向) 的磁力线不可避免地相遇。在真空中，当两块条形磁铁相互靠近时，磁力线会不断重组，如图 1(a)所示；但在等离子体中，由于“冻结”效应的存在，反向平行的磁力线相互靠近时不会随意断开、重组，而是在分界面处不断聚积，磁能持续增加，如图 1(b)所示。这样，分界面处便产生强且垂直于纸面的电流集中在很薄的区域，通常称为电流片。也就是说，在天体等离子体中，电流片不可避免地会在很多地方产生，并伴随磁能的积累，而释放这些磁能的一种有效机制便是磁重联。

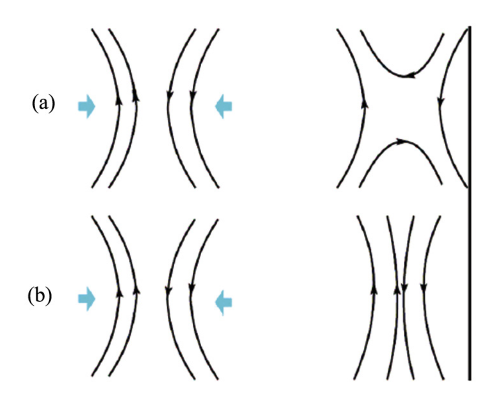


图 1 (a)真空中反向平行的磁力线相互靠近时磁场的演化；(b)等离子体中反向平行的磁力线相互靠近时磁场的演化

早在 1946 年，科学家便提出太阳耀斑是由于在磁零点(磁场为零的点，如 X 型磁场的中心点)附近加速的电子轰击太阳色球产生[1]。之后，相似的模型被用来解释地球磁层亚暴[2]。1953 年，唐吉解析求解描述等离子体的磁流体力学方程组，发现 X 型磁场属不稳定结构，任何小扰动都能使它坍缩形成电流片[3]。他首次提出

磁流体中的磁力线可以“断开并重新连接”。同年，柯林指出如果太阳耀斑是由电流的焦耳耗散加热，则电流须集中在几米厚的薄片内[4]。

斯卫特在 1956 年的会议上指出，图 1 右下图中反向平行磁力线以准静态靠近时，为了维持水平方向力的平衡，电流片处气体压力将与左右两侧磁压力相当，如此大的压力将驱使物质沿着电流片上下两端分别向上下方向逃逸[5]。太阳风理论的提出者帕克教授听了报告后凭着深厚的数学功底，很快建立起这个过程的基本框架，并创造了“磁力线重联”及“磁场并合”等概念[6]。这一里程碑式的工作被后人称为磁重联的斯卫特－帕克机制。

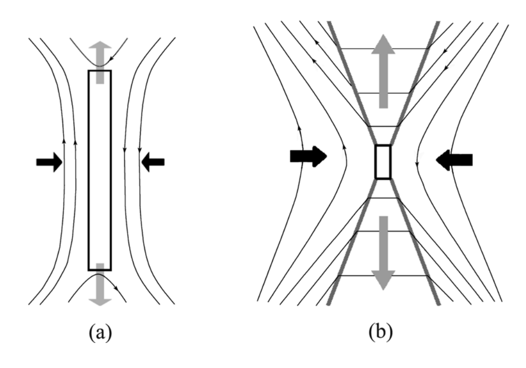


图 2　(a) 斯卫特－帕克磁重联模型，其中矩形所示的电流片很长；(b) 佩切克磁重联模型，其中矩形所示的电流片很短，粗线表示入流和出流之间的慢激波

2. 斯卫特－帕克重联和佩切克重联

斯卫特－帕克重联如图 2(a)所示，磁流体左右相向流向电流片，磁力线在宏观尺度长的电流片中发生重联，之后沿着电流片上下抛出(称为出流)。根据伯努利原理很容易得到出流的速度为入流处的阿尔文速度(在日冕中为 1000 km/s 的量级)。再根据磁通量、物质流量守恒便得到磁重联率 $R = R_{\mathrm{m}}^{-1/2}$，其中磁重联率 R 定义为入流的速度(v_i)与当地阿尔文速度($v_{\mathrm{A}i}$)之比，$R_{\mathrm{m}}=Lv_{\mathrm{A}i}/\eta$ 为磁雷诺数，L 为耀斑的尺度，η 为电阻。由于日冕中磁雷诺数 R_{m} 高达 10^{12} 以上，这就导致该磁重联率极其低，以至于由此计算的耀斑磁重联的时标为几十甚至上百天。这比通常耀斑几十分钟的寿命长太多，故斯卫特－帕克重联被称为慢重联(事实上，弗斯等发现当电流片长度大于其宽度的 2π倍时是不稳定的，电流片将被撕裂形成磁岛[7]。因此，斯卫特-帕克模型中的长电流片不太可能稳定存在)。慢重联的缺陷于 1964 年被佩切克纠正，他提出磁重联电流片(磁场耗散区)的长度很小，且在入流与出流的交界处存在四个慢激波，磁能的转换主要是通过慢激波实现，而不是耗散区。由此他导出磁重联率 R 与磁雷诺数的关系为 $R_{\mathrm{e}} \approx \pi/\left(8\lg R_{\mathrm{m}}\right)$。此公式显示重联率随磁雷诺数的增大而缓慢减小。对日冕而言，佩切克模型预言重联率约在 0.1~0.01 左右，与太

阳耀斑的观测非常接近，故佩切克重联被称为快速重联。

普瑞斯特和福布斯解析得到了磁重联的一族解，上述两个模型均为其特解，其中入流区边界自由时对应佩切克重联[8]。另外，反向平行的磁力线发生重联时称为完全磁重联，非 180°夹角的磁力线重联时称为分量磁重联。

3. 电流片的产生

磁重联发生的一个很重要的条件是电流片的存在。天体系统中除上面第一节提到的电流片形成的两种机制外，恒星表面、吸积盘、星系等天体中的对流运动和较差自转都会导致电流片的产生，超新星等爆发活动也可能将不同的磁系统挤压到一起形成电流片。

4. 广泛应用

磁重联不仅是磁能释放的有效机制，也与高能粒子的加速密切相关。宇宙射线等高能粒子的加速机制主要有三种，即直流电场、随机加速和激波加速，而磁重联提供了这三种机制的加速环境[9]。作为等离子体中的一个基本过程，磁重联已被广泛用来解释太阳及其他天体物理、空间物理、实验室等离子体中的各种爆发或加热现象。

太阳物理：日冕物质抛射、耀斑、X 射线喷流、X 射线亮点、日浪、过渡区爆发事件、埃勒曼炸弹等爆发现象及日冕加热均被提出源于磁重联。其他天体物理[10]：恒星耀斑、密近双星的星际耀斑、吸积盘的反常黏性、吸积盘耀斑、星系团的 cD 冕、短伽马射线暴之后伴随的 X 射线耀发很可能是由磁重联产生[11]。地球磁场：太阳风及日冕物质抛射的作用使得地球磁场表现出很多复杂的动力学行为。在我们头顶之上，无论是白天(对应磁层顶向阳侧)还是晚上(对应磁尾)，都会出现磁重联，它导致南北极的强极光甚至磁暴与亚暴的发生。实验室：托卡马克装置中出现的锯齿破裂也与磁重联有关。

5. 存在的问题

磁重联机制定性上可以非常完美地解释很多现象，但仍有很多不确定的细节。

(1) 是否存在?

磁重联仅是一个理论模型，目前的相当一部分研究工作是从观测上寻找其存在的证据。就太阳耀斑而言，现在已经积累了重联入流、出流、慢激波等众多证据。

(2) 如何被激发?

定性上认为是由于电流片中的某种微观不稳定性而出现湍流，并导致局部反常电阻急剧增大。是何种不稳定性、反常电阻多大等都是问题。相关的一个问题是电流片到底多宽。

(3) 快速还是慢速?

磁重联导致的各种天体爆发现象均表明磁重联是如佩切克机制那样快速进行，而奇怪的是，实验室模拟却显示其与斯卫特 – 帕克机制一致[12]。

(4) 碰撞还是无碰撞?

各天体大气的密度均较低，磁重联中电流片的厚度可能小于粒子平均自由程。这时磁重联过程是无碰撞的，此时磁流体描述失效，需动力论描述，它包含霍尔效应等新特征。

参 考 文 献

[1] Giovanelli R G. A theory of chromospheric flares. Nature, 1946, 158: 81.

[2] Hoyle F. Some Recent Researches in Solar Physics. Cambridge: Cambridge Univ Press, 1949.

[3] Dungey J W. Conditions for the occurrence of electrical discharges in astrophysical systems. Phil Mag, 1953, 44: 725.

[4] Cowling T G, Kuiper G P. The Sun. Chicago: The University of Chicago Press, 1953: 532.

[5] Sweet P A. The neutral point theory of solar flares. IAU Symp., 1958, 6: 123.

[6] Parker E N. Sweet’s mechanism for merging magnetic fields in conducting fluids J Geophys Res, 1957, 62: 509.

[7] Furth H P, Killeen J. Rosenbluth M N. Finite-resistivity instabilities of a sheet pinch. Phys of Fluids, 1963, 6: 459.

[8] Priest E R, Forbes T G. New models for fast steady state magnetic reconnection. J Geophys Res, 1986, 91: 5579.

[9] Chen P F, et al. Magnetic reconnection configurations and particle acceleration in solar flares. Adv Space Res, 2007, 39: 1421.

[10] Priest E R, Forbes T G. Magnetic Reconnection. Cambridge: Cambridge University Press, 2000.

[11] Dai Z G, et al. X-ray flares from postmerger millisecond pulsars. Science, 2006, 311: 1127.

[12] Ji H, et al. Experimental test of the sweet-parker model of magnetic reconnection. PRL, 1998, 80: 3256.

撰稿人：陈鹏飞

南京大学天文系

超新星遗迹是宇宙线的起源吗？

Are Supernova Remnants the Origin of Cosmic Rays?

1912 年奥地利物理学家维克多·赫斯在乘气球升空测定空气电离度的实验中发现高空大气中辐射随高度的增加而增大，他断定这不是来自地球的辐射。此后学者们通过广泛深入的研究，发现这些辐射是由太空中的高能带电粒子撞击到大气层而产生的。其中大约 90%的粒子是质子，大约 9%的粒子是原子核，剩下大约 1%的是电子。这些来自太空的高能粒子被称为宇宙线。宇宙线最高能量可以达到 10^{20} eV。那么这些高能的粒子是从哪里起源的呢？又是如何被加速到如此高的能量呢？

学者们猜测 10^{18}eV 以上的高能粒子来自于银河系外，如活动星系核或射电星系，而小于该能量的粒子来自于银河系内部。通常认为银河系内的超新星遗迹是能量小于 10^{15}eV 的粒子的主要发源地。银河系内超新星遗迹数量较多，分布很广，携带了巨大的爆发能，成为产生银河系内大量的来自不同方向的宇宙线粒子的热门候选场所。而近年来理论模型的长足发展和观测的巨大进步使得这个观点得到进一步的支持。

1. 理论有什么问题？

目前普遍接受的超新星遗迹激波加速粒子到 10^{15}eV 的模型是“扩散激波加速”模型，也称一阶费米加速模型。该模型在 20 世纪七八十年代就得到蓬勃的发展，其核心是超新星遗迹激波的磁场波动散射电子、质子和离子，使它们往返于激波间断面的两侧，从而将超新星爆炸的巨大能量传给粒子。模型推演出加速后的粒子能量谱是幂率谱，这和观测到的宇宙线能量谱非常一致。

近 10 年来学者们在这个基础上不断完善模型，不过目前的模型都还有一些共同的问题没有完全解决，其中最基本的有两个。其一是激波加速粒子的最高能量问题。经典模型算出的粒子最高能量只能接近 10^{14}eV。现在越来越多的模型考虑了一些必要的非线性修正，如宇宙线本身激发的磁流体波对磁场的放大，对质子已经可以模拟得到最高能量 3×10^{15}eV，即宇宙线能谱的一个特征能量 ——“膝盖”能量(这个能量之上观测到的宇宙线粒子的能谱就变陡了)，计算出来α粒子和更重的粒子则可加速到 10^{17}eV。考虑到非线性效应的方程及其求解非常复杂，这方面的研究工作还处在争论的阶段。而 10^{18}eV 以上的宇宙线粒子，则可能来自于银河系以外了。其二是激波的加速效率问题，也就是有多少超新星爆发的动能转化为宇宙线能量。这个问题和粒子注入率密切相关，即被激波扫过的粒子有多少能被加速。

这个问题现在还很不清楚，只是可以相信，相对论性的核子通过有效的加速，其能量密度可以与激波面后气体的热能密度相当。预计宇宙线的加速能提高激波压缩比，降低激波加热的气体温度，学者们目前便通过观测这些非线性效应，来获取超新星激波对离子加速效率的信息。

2. 观测上有证据吗？

要确定超新星遗迹是否真的是宇宙线的重要发源地，除了理论模型的建立，同时需要直接的天体物理观测证据。长时间以来这样的证据比较缺乏，但近年来有了令人鼓舞的进展。

(1) 宇宙线高能电子的观测证据

磁场会使高能电子绕其做螺旋运动并且发出同步加速辐射，其强度随电子的能量和磁场的强度增大而加强。能量达到 10^{15} 电子伏特的电子在超新星遗迹磁场的作用下发出的同步辐射应该落在 X 射线波段。同时考虑到该辐射和激波加速效率以及同步辐射损失速率的关系，观测上的有力证据应该是超新星遗迹爆震波后的非常薄的丝状区域内的 X 射线同步加速辐射。随着近些年 ASCA、Chandra 和 XMM 等先进的空间 X 射线望远镜的上天，目前已经观测到数个年轻的超新星遗迹有 X 射线同步加速辐射，如 Cas A(图 1)、Tycho、Kepler、SN1006(图 2)、G347.3−0.5(图 3)等，并且这种辐射大多集中在壳层附近非常薄的区域。这些观测结果为超新星遗迹将电子加速到高能提供了有力的证据。

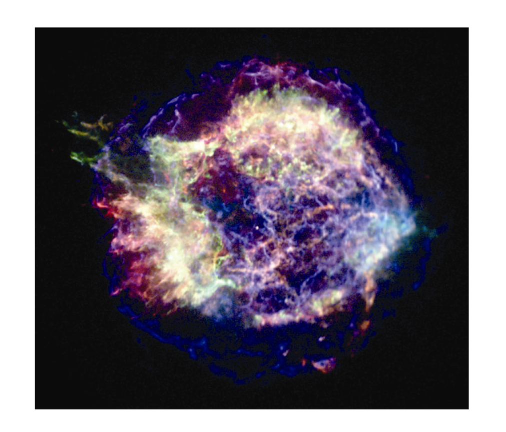


图 1　Cas A(仙后座 A)超新星遗迹的 Chandra X 射线图像

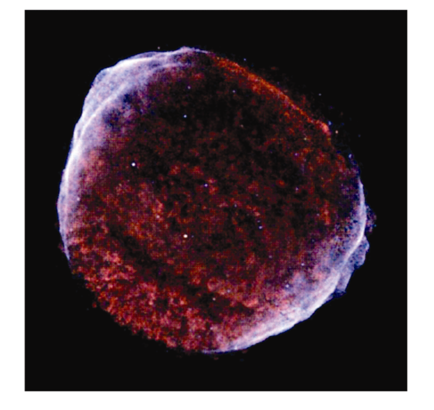


图 2　SN 1006 超新星遗迹的 Chandra X 射线图像

X 射线同步加速辐射集中在左上和右下亮的壳层处

(2) 宇宙线高能质子的争议

虽然目前超新星激波对电子的加速目前已经被普遍接受，然而对于宇宙线的主

要成分质子的加速却还缺乏直接的观测证据。由于高能质子的质量比电子的大很多，使得它们在磁场作用下发出的同步加速辐射要弱得多。于是由高能质子之间碰撞的Π^0介子衰变产生的高能伽马光子则成为获得观测证据的主要方向。近年来随着 HESS 等先进伽马射线望远镜投入观测，TeV(10^{12}eV)伽马射线观测取得了较大的进展，确实在数个超新星遗迹中探测到了 TeV 辐射，超新星遗迹 G347.3-0.5 就是其中最有代表性的一个。

但是争论还在继续。这些超新星遗迹中的 TeV 伽马射线的确是Π^0介子衰变产生的吗？这还不能肯定。超新星遗迹中的相对论性电子可以通过逆康普顿散射机制将能量转移给低能光子(如微波背景光子、超新星遗迹周边的远红外光子等)，也可以使这些光子能量达到 TeV 成为高能伽马光子。所以仅仅凭探测到的 TeV 辐射还不能确定是否有大量质子被加速到宇宙线能量。

2007 年底 *Nature* 杂志上报道了一项最新的工作。学者们发现超新星遗迹 G347.3-0.5 内部一些小区域 X 射线强度在一年左右的时间发生了很大的光变。如此迅速的光变表明这些 X 射线是相对论电子发生的同步加速辐射。该小组学者们认为这也表明周围环境的磁场可能达到 1mG，比通常所认为的大一百倍！如此大的磁场使得电子同步加速辐射损失的能量非常大，从而限制了电子的最大能量，因此无法通过逆康普顿散射产生 TeV 伽马射线。事实上，如果 TeV 伽马射线来源于电子的逆康普顿散射，那么推演出的磁场强度应该接近 0.01mG，比观测推断的磁场小一百倍。于是在这个超新星遗迹里，高能质子碰撞就成为 TeV 辐射最合理的产生机制。如果这些观测和推断都是正确无误的话，那么这将是超新星遗迹加速质子到 10^{15}eV 的强有力的证据。

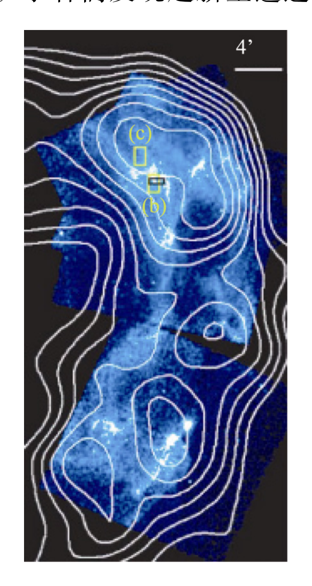


图 3　G347.3-0.5 超新星遗迹，蓝色显示的 X 射线辐射，白色的等亮度线表示 TeV 伽马射线强度，小方框标注了 X 射线强度变化大的区域

不过很快又有其他研究小组提出异议，他们认为超新星遗迹 X 射线短时间内的光变还不足以说明磁场非常强，因为磁场本身强度的快速变化也会导致同样的观测结果。即使磁场强度非常大，那也只能是在光变较强的小区域内。没有证据表明大尺度上也是强磁场。同时大尺度的强磁场也和观测上的较弱的射电辐射有矛盾。该超新星遗迹 TeV 伽马射线的辐射空间范围很广(图 3)，即使确定光变较强的小区域内的 TeV 辐射来自高能质子的碰撞，其他大部分区域的 TeV 伽马辐射的机制还是无法最终确定。看来要获得令人信服的证据，还有很长的路要走。

在新一代伽马射线空间望远镜 Glast 上天后，它将观测到的 GeV 能段伽马射线很有可能帮助学者们确定产生伽马射线的机制。超新星遗迹是否是宇宙线电子和质子的来源的问题，也会在不久的将来画上一个完美的句号。

参 考 文 献

[1] Butt Y, Porter T, Katz B, et al. X-ray hotspot flares and implications for cosmic ray acceleration and magnetic field amplification in supernova remnants. MNRAS, 2008, in press (arXiv0801.4954).

[2] Drury L O'C, Ellison D E, Aharonian F A, et al. Test of galactic cosmic-ray source models - Working group report. Space Sci Rev, 2001, 99: 329.

[3] Reynolds S P. Models of synchrotron X-rays from shell supernova remnants. ApJ, 1998, 493: 375.

[4] Uchiyama Y, Aharonian. F A, Tanaka T, et al. Extremely fast acceleration of cosmic rays in a supernova remnant. Nature, 2007, 449: 576.

[5] Vink. J. Non-thermal X-ray emission from supernova remnants. AIPC, 2005, 745: 160.

撰稿人：萧　潇　陈　阳

南京大学天文系

超新星的爆发机制

The Mechanism of Supernova Burst

超新星(supernova,SN)爆发是恒星世界中已知的最剧烈的罕见现象。遗憾的是，肉眼能够明显看见超新星的机会实在太少了。中国历史上记载了 8 次超新星爆发。例如，在公元 1006 年(宋真宗时期)出现的超新星最亮时不仅可以照出人影，还可借它的星光鉴物，甚至阅读。它几乎可以同三分之一个月亮相比。在公元 1054 年(宋仁宗时期)出现的超新星最亮时也可同金星相媲美，而且连续 23 天，白天的阳光也遮掩不了它的光辉。迄今，人们已有 400 多年没有观察到如此明亮的超新星。

1. 两类超新星

从天文观测出发，根据在爆发过程中呈现的光谱特征，人们最初将超新星分为 I 型(SNI)和 II 型(SNII)两大类(它们的光变曲线特性也有所区别)后者在逐渐显现各种元素的光谱线的同时，自始至终最为显著和明亮的是氢的一系列光谱线；而前者(包括 SNI_a、SNI_b 和 SNI_c 三种次型)光谱中明显缺少氢元素的光谱线。SNI_a 在光极大期间最明亮的谱线是一次电离硅(Si II) 的λ 6355Å (吸收)线，其次同时呈现的从 Si 到 Ca 各元素的(吸收)谱线。在光极大以后几个星期呈现中性氦的(He I λ 5876Å)吸收线。几个月以后 SNI_a 最强的光谱是一次和二次电离的铁元素的禁戒发射线。20 世纪 80 年代以后，人们把 SNI_b 从 I 型超新星分离出来，SNI_b 在光极大时期典型明亮的光谱线是 He I λ 5876Å， 而不是 Si II 的λ 6355Å 谱线。20 世纪 90 年代后期，人们再从 I 型中也不出现上述两条 He I 和 Si II 谱线的超新星划分为 SNI_c。

理论上发现，SNI_b， SNI_c 和 SNII 的爆发图像是相近的。于是，从爆发机理与爆发图像出发，人们又重新把超新星分为两大类: 吸积白矮星的热核爆炸型超新星 (SNI_a) 和核心坍缩型超新星(SNII, SNI_b, SNI_c)。

2. I_a 型超新星

超新星的另一重要观测特性是它们的光变曲线。II 型超新星的光变曲线彼此相差很大。I_a 型超新星是光学上最为明亮的超新星， 但是 I_a 型超新星的光变曲线不仅非常相似，而且在光极大时它们的光度几乎都相同，其绝对星等均约为-20^m。正是利用这个性质，人们把 I_a 型超新星光极大的光度作为标准烛光来测定极为遥远星系的距离。2001~2002 年间美国几个特大型地面望远镜对 30 多个 SNI_a 的光极大前就开始进行探测。当测定了它们的距离之后，惊奇地发现目前宇宙正处于加速

膨胀阶段。它导致了许多理论物理学普遍猜测所谓 “宇宙暗能量”问题。如何利用 I_a 型超新星更精确地测定遥远星系的距离来进一步证实宇宙加速膨胀的规律已成为当代天文学最重要的任务之一。

当爆发开始后，超新星的亮度增亮非常快。SNI_a 经历 1~2 天， SNII 则需经历十几天到几十天后，它们就会达到光极大。此后几个星期内，其亮度按指数衰减方式逐渐地变暗，其变暗速率远慢于爆发膨胀过程辐射能流衰减的速率。人们由此推断出超新星爆发瞬间抛射出来的放射性核素(^{56}Co, ^{57}Co, ^{44}Ti 等)数量的多少。

从爆发时观测的光谱线宽度(按照多普勒原理)可以推断超新星抛射物质的速度和总动能。SNI_a 抛射物的最大速度可达 1~2 万千米，抛射物的总动能约为 10^{44}J。

SNI_a 爆发前身星是一颗在密近双星中吸积的白矮星。这个致密的白矮星不断吸积从它伴星(被它强大的引力吸积)流来的物质，其质量不断地增长。这种吸积过程经历了 10^9 年以后， 一旦当它的质量到处极限值(Chandrasekhar 质量， 约为 1.4 $M_{\odot}$(表示太阳质量))时，这颗白矮星处于一种绝对不稳定的状态：由于广义相对论强大的引力效应， 整个星体急剧地收缩，白矮星的温度和物质密度急剧增加。当密度高于 10^9g/cm^3 时，即使扣除了致密物质的中微子发射引起的能量损失外，急剧收缩的物质温度也会上升到超过几亿度， 这时白矮星星体内大量的 ^{12}C 原子核之间就会大规模地急剧发生热核反应， 在高度致密的热核反应是绝对不稳定的爆炸性的热核燃烧，它将导致整个星体热核大爆炸。这就是说，I_a 型超新星是热核爆炸型超新星。演化的残骸是一个逐渐向外扩展的(由气体、尘埃和大量爆炸碎片所组成的)星云，称为 “超新星遗迹”。在这种超新星遗迹区域内，不会存在恒星级质量的致密残骸(即 “全部炸光”)。

在这种高温、高密状态下的爆炸性热核燃烧后，通过一系列热核反应，绝大部分物质基本上都转化为铁族元素和少量的 Si-Ca 中量元素。

最近 10 多年，由于 II 型超新星爆发理论研究的困难，人们大量投入到 I_a 型超新星具体的爆发过程和核燃烧过程的研究中。特别是前苏联解体后，原先从事核爆炸过程理论研究的大批优秀俄罗斯物理学家转赴美国、德国等西方国家，把 I_a 型超新星具体的爆发过程和核燃烧过程的研究向前推进了一大步。但是，由于这些热核燃烧过程太复杂，其中的某些问题(例如，亚声速的(热核燃烧的)爆燃波如何转变为超声速的爆轰波？)仍然未能自洽地解决(总需要作一些人为的假设)。不仅如此，超新星爆发过程数值模拟计算结果必须要同由大量的光谱观测所推断的超新星爆发产物的元素丰度相一致，这也难以实现。而且，即使最近的利用合理的星体模型的关于 I_a 型超新星的数值模拟计算也难以实现 SNI_a 超新星爆发具有足够的能量，使它的最大物质抛射速度已超过观测到的 10^4 km/s。

除此之外， 当人们较深入地了解 SNI_a 超新星爆发理论的研究后，就会发现它仍然存在着相当多的悬而未决的问题，其中一些问题甚至是基本问题。例如，一

颗白矮星内部的主要成分碳(^{12}C)、氧(^{16}O)究竟是以什么方式结合在一起？它们的状态如何？人们相信，白矮星内部物质处于固态。但是，它们可能有三种不同的结构方式：① 碳、氧分离(氧沉淀于核心、碳浮于外层)状态; ② 碳氧均匀混合形成无序晶体形式; ③ 碳氧均匀混合形成有序晶体形式；这三种不同的固体状态是决定着坍缩白矮星核心碳燃烧点火的不同方式,甚至是决定星体最后是整体爆炸或是继续坍缩(形成中子星)的关键性问题。遗憾的是，固体物理学家在 1989 年的研究表明，在微观上碳氧分离所消耗的能量低于总能量的 1%。现有的研究无法区分它们是否分离。然而，现有的大多数 I_a 型超新星爆发过程数值模拟计算都是建立在爆炸前白矮星物质内的碳(^{12}C)、氧(^{16}O)成分是均匀混合，呈无序合金状态的基础上，这些计算研究仅仅显示了一种可能性而已。

目前这种研究正在深入之中，不过人们相信，SNI_a 超新星爆发过程的理论研究中，虽然许多细节不清楚，但是不会有像 II 型超新星爆发理论研究中存在着重大的原则性困难。

关于 I_a 型超新星理论研究中的重要疑难问题， 有兴趣的读者可以阅读笔者有关评述性文章[9, 10]。

3. II 型超新星的瞬时爆发机制

早在 20 世纪 60 年代初 Colgate 从流体动力学出发,首次从解析角度探讨了 II 型超新星核心坍缩的动力学过程[1]，正式拉开了现代超新星爆发机制研究的序幕。

迄今人们已经认识到的 II 型超新星爆发图像如下[2]：质量大于 8 $M_\odot$的大质量恒星经历了完全的核燃烧(即历经氢燃烧、氦燃烧、碳燃烧、氖燃烧、氧燃烧和硅燃烧)之后，以铁族元素为主的星体核心区密度超过阈值 $1.14\times10^9 g/cm^3$， 在铁族元素(如 ^{56}Fe)原子核上的电子俘获过程就会大规模地进行，大量自由电子打进原子核(一个电子同其中的一个质子结合转化成中子，原有的原子核转化为周期表中原子序数少 1 的元素)，物质中自由电子数目明显减少，相应的电子压强明显降低，它就抵档不住星体本身强大的自引力， 在这种自引力作用下，星体核心开始发生不稳定的引力坍缩。电子俘获是导致大质量恒星核心晚期引力坍缩的首要物理原因。

坍缩中的核心由坍缩行为截然不同的内、外核心两部分组成：①内核心处于亚音速的同模坍缩(或称为均匀坍缩)状态：从中心向外，物质向内坍缩的速度值从零向外随离中心的距离线性地增加。内核心区域的质量约为 0.6 $M_\odot$；②外核心几乎处于自由坍塌状态,物质向星体中心坠落速度大约等于自由落体速度的一半。在内、外核心交界面附近，物质下落速度可达光速的 1/8~1/4，其值超过局地声速。

随着星体坍缩的进行，星体中心密度迅速增长。一旦它超过原子核密度($\rho_{nuc}=2.8\times10^{14} g/cm^3$)，物质的压强以核子的非相对论简并压强为主(它超过了电子

的相对论简并压强)，它足以抗衡星体的自引力，这时致密的星体内核心变得稳定，不再坍缩。不过，由于惯性，直到中心密度达到$(2\sim4)\rho_{nuc}$时，内核心的坍缩才完全中止。但是，内核心外围的物质却继续以超音速向内坍缩，猛烈地撞击在突然停止坍缩的坚硬内核心上，致使在内核心外立即产生一个向外行进的强大的反弹激波，其能量高达$10^{43}\sim10^{44}$J。如此巨大的能量是由星体核心在坍缩过程中释放出的自引力势能转化而来的。激波波阵面后的温度骤增到10^{11}K以上，热光子的平均能量高达10 MeV，超过了^{56}Fe原子核内每个核子的结合能(8.8MeV)。这样，铁族元素的原子核很快地被热光子打碎(光致裂解反应):

$$^{56}\mathrm{Fe} \rightarrow 13\alpha + 4\mathrm{n} \rightarrow 26\mathrm{p} + 30\mathrm{n}$$

每次反应消耗反弹激波的能量约为492.96 MeV。

当反弹激波向外穿过质量为0.1 $M_\odot$ 的由铁组成的物质球层时，反弹激波的热光子就会把这些铁原子核全部打碎，消耗的能量约需1.69×10^{44}J。

如果坍缩的外核心质量较小，M(外核心) < 反弹激波总能量/$(-\delta E/\delta m)$，($-\delta E/\delta m$表示打碎0.1 $M_\odot$铁核所消耗的能量)，则激波可以冲出外核心。而且当它完全摧毁外核心的全部铁核以后。初始激波能量只要尚能剩下1% 以上(即>10^{42}J)，残存的激波就可以把整个星幔和大气层全部抛向太空、形成超新星的爆发。这个图像称为瞬时爆发机制。

但是，如果超新星的外核心质量太大，M(外核心) > 反弹激波总能量/$(-\delta E/\delta m)$，则当上述反弹激波尚未穿透铁元素组成的外核心，即在它的波前尚未到达外核心的外边界之前，激波能量全部都消耗在铁核光致裂解的过程中。它不仅不可能把恒星的星幔和大气层吹散(超新星爆发)，而且由于核心外围的星幔和恒星大气层继续向中心坠落，原来向外行进的反弹激波转变成为一个吸积驻激波。也就是说，在这种情形下，瞬时爆发机制失败。

瞬时爆发机制能否成功的关键在于它的(由铁组成)外核心的质量是否较小，以上述不等式为判据。遗憾的是，对迄今所有关于爆前超新星的合理星体模型而言，其外核心的质量都过大，瞬时爆发机制是不成功的。

4. II 型超新星的中微子延迟爆发机制

超新星核心坍缩后形成一个新生的高温中子星，其初始温度高达10^{11}K以上。由此，美国天文学家Wilson于1988年提出设想[3]:如此高温的新生中子星能够在很短时标(0.5s)内产生非常强大的中微子流，其能量高达$10^{45}\sim10^{46}$J。如此强大的中微子流很快地被输运到半径为 40km 的中微子球表面。通过各种粒子(正、负电子、质子、中子、α 粒子…)对中微子(每个中微子的平均能量约为10 MeV)的吸收与散射，流量极其强大的中微子动量流会引起强烈的冲压。正是这个强大的中微子流冲压把星体核心以外的星幔和大气层高速地抛向太空，形成超新星爆发。这种图像

称为超新星的中微子延迟爆发机制[4]，成为后来有关核心坍缩型超新星爆发机理研究的主流方向。但是，在这个设想中，有两个关键问题尚未解决。

新生的高温中子星能否在非常短的时标内产生如此强大的中微子流?具体的物理过程是什么?

虽然中微子流如此强大,它们同物质相互作用究竟能否产生如此强大的向外冲压，不仅导致超新星的爆发， 而且使得爆发物质向外的初始速度高达 10^4 km/s，爆发总动能达到 10^{42}J?

就上述第一个问题，人们很快引入π凝聚模型、核物质转向(u， d)夸克物质的相变过程来作为产生强大中微子流的方式，但均未获得成功。1995 年， 南京大学天文系研究小组提出了[4]由超新星坍缩核心形成的高温中子星内相继出现的核物质——(u,d)两味夸克——(u,d, s)三味夸克的相变过程，它在短于 1μs 的时标内产生总能量大于 10^{45}J 以上(每个中微子的平均能量约为 10MeV)。这种相变过程导致星体核心区内出现负熵梯度，它引起的内外物质(史瓦西)对流将使这个强大的中微子流向外输送，迅速抵达中微子球表面。

南京大学的这项研究有力地支持了超新星的中微子延迟爆发机制，之后引起了国际同行的热烈反响，并成为研究夸克星的基本文献之一。

遗憾的是上述第二个问题至今也仍然是悬案。人们不仅考虑了已知的各种粒子同中微子的相互作用，而且还探讨了在致密等离子体中，离子体振荡可能引起这种相互作用的增强。但是上述强大的中微子流仍然不能产生足以导致超新星爆发的强大中微子反冲压。也就是说，即使中微子延迟爆发机制，而且用尽了迄今人们掌握的所有现代物理的知识， 在理论上仍然无法自洽地实现超新星爆发的模拟计算。

例如， 两篇典型地反映这个矛盾的论文如下： ① Buras 等于 2003 在 *Phys. Rev. Lett*.上发表论文[5]的标题是：“改进的恒星核心坍缩模型， 但是仍然不出现爆发，我们究竟丢失了什么？”；② M. Liebendörfer 于 2004 年撰写的一篇文章标题为 “超新星不能爆发的 59 个理由”(M.Liebendörfer, 2004, arXiv:astro-ph/0405029)。这就是一直持续了 40 年的令人生畏的困惑与矛盾：天文观测上已发现了近两千颗超新星， 其中 6/7 是 II 型超新星。但是按照现有已经探明的物理规律却得出它们不能爆发的荒唐结论。

最近几年(2006~2007 年)， 人们先后提出[6, 7],未能爆发的超新星内的物质仍不断地降落在(由超新星核心坍缩而形成的)原始中子星上， 引起初生中子星强烈的径向振荡(声振荡)。二维和三维的数值模拟计算显示， 这种声振荡似乎可能越来越剧烈，最后导致超新星爆发。这种新想法似乎很迷人，但是，就目前为止，最好的数值模拟计算结果虽然可以实现微弱的爆发,但其向外物质抛射速度最大不超过 1×10^3km/s。而观测到的超新星爆发初始向外物质抛射速度达到 1×10^{-4}km/s。

5. 关于电子俘获过程影响的新观念

自 1994 年以后，南京大学天文系有关研究小组着重于重新分析导致超新星核心坍缩的最重要物理因素——电子俘获过程的研究。我们首先发现，在超新星核心高密度条件下，电荷屏蔽效应明显地降低了原子核上的电子俘获速率。不过，这还不能相当显著地降低坍缩核心的质量， 不能解决问题。

经过反复地对比与思考，在 2002~2003 年间，我们首先认识到瞬时爆发机制失败的关键原因是什么？在现在所有的有关 SNII 爆发理论的研究中，流行的观念是， 随着电子俘获过程进行，电子丰度下降，因而 Chandrasekhar 临界质量(它同电子丰度的平方成正比)下降，当它的数值低于爆前超新星的铁核心质量时，广义相对论强大的引力效应使得它急剧地引力坍缩。因此， 大质量恒星核心大规模快速坍缩的临界点的判据是: 当 Chandrasekhar 临界质量变得小于(铁族元素组成的)星体核心的时刻,整个星体核心快速坍缩。这就必然会导致坍缩的铁核心质量太大、超新星瞬时爆发机制失败。

从另一方面，从我们长期的研究中发现，由于电子俘获反应的速率同物质密度密切相关：当物质密度密超过 3×10^9g/cm^3 时，愈往星体中心， 物质密度愈高，电子俘获反应的速率急剧增快。因此，自由电子数密度(因为它们打进原子核中)下降得愈快,电子压强下降也愈快,星体自身的引力超出压强产生的引力加速会就愈大。因此， 在星核区， 愈往内，内部各相应的壳层的坍缩加速度愈大，即将会更加加速地坍塌，或者说高密度区域物质的坍缩更加接近自由坍缩。从学术的语言来说，在低密区，电子俘获时标大于流体动力学时标；在高密度区，电子俘获时标小于流体动力学时标。由此启示了我们：按我们的这个观点，国际上公认的 Colgate (1966)提出的内核心均匀坍缩模型是不真实的。上述国际上通行的大质量恒星核心大规模快速坍缩的临界点的判据也是不对的。

因此，我们正式地提出[8]：大质量恒星核心大规模快速坍缩的临界点的判据应修改为: “星体核心内原子核(如 ^{56}Ni 等核素)上电子俘获过程的特征时标短于流体动力学时标”。

目前，师范大学的有关研究小组正在沿着这条思路进行数值模拟计算研究。由于需要三维模拟计算，我们必须同国外学者合作才能进一步深入研究。

尽管 II 型超新星爆发机制尚未解决，但是，为了探讨γ暴的起源，近年来人们在有关 II 型超新星爆发机制现有模拟计算的基础上,进一步对更大质量(M> 25 $M_\odot$)恒星晚期的坍缩与爆发(称为 Hypernova)进行初步的模拟计算研究。

此外， 人们普遍认为， 重元素合成的两个重要途径之一—— r 过程(快中子俘获过程)主要发生在质量较大(M>12$M_\odot$的 II 型超新星爆发过程中。鉴于近年来天文学家从极贫金属的晕星观测中惊奇地发现这些极贫金属星的很重的 r 过程元素

(同铁元素相比)明显地超丰，这使得人们转向质量较小((8~10)$M_{\odot}$)的超新星爆发产生 r 过程元素。

上述这两个问题也都同前面所述的超新星爆发机制问题密切相关的。

参 考 文 献

[1] Colgate S A, John M H. Phys Rev Lett, 1960, 5(6): 235.
[2] Bethe H A, Rev Mod Phys, 1990, 62: 801.
[3] Wilson J R, Mayle R W. Phys Rep, 1988, 163: 63.
[4] Dai Z G, Peng Q H, Lu T. ApJ, 1995, 440: 815.
[5] Buras R, Rampp M, Janka H-Th, et al. Phy Rev Lett, 2003, 90: 241101.
[6] Burrows A, Livne E, Dessart L, et al. Ap J, 2006, 460: 878.
[7] Buras R, Rampp M, Janka H-Th, et al. 2007, A&A astro-ph/0507135.
[8] Peng Q H. Nuclear Physics A, 2004, 738: 515.
[9] 彭秋和. I_a 型超新星爆发理论 I: 主要观测特征及爆发机理. 天文学进展，1998, 16: 50.
[10] 彭秋和. I_a 型超新星爆发理论 II:理论研究中的重要疑难问题. 天文学进展，1998, 16: 60.

撰稿人：彭秋和
南京大学天文学系

超弦理论的景观图象

The Landscape of Superstring Theory

以 Dirichlet 膜和电磁对偶的发现为标志的弦论第二次革命距今已有十二三年了，超弦理论的前沿研究又取得了新的进展，如在一定时空背景下引力和规范场之间的全息对应，如超对称性破缺的弦构形中的快子凝聚，如旨在探索粒子物理标准模型之外新物理的超弦唯象学，如以膜暴涨模型和 Moduli 暴涨模型为代表的弦宇宙学。然而，最重要的(同时也是最有争议的)进展也许是窥见了由数目巨大、能量各异的弦论真空态构成的峰峦叠嶂的弦景观。

弦景观的出现起源于 10 维超弦(或 11 维 M 理论)到通常的 4 维紧至化过程中不可避免、必须解决的 Moduli 稳定问题。众所周知，超弦理论是在微扰论框架内实现了 Einstein 广义相对论与量子力学原理完美结合的无紫外发散困难的量子引力理论。这一实现并不是没有代价的，弦论所采取的引力理论量子化方案是建立包括引力和规范相互作用在内的统一理论，其内在逻辑要求有额外时空维度的存在。事实上，超弦微扰论只有在 10 维时空才是自洽的。因此，按照超弦理论，在目前物理学已观测到的 4 维时空之外还存在着一个实验上尚未揭示的 6 维空间。

超对称和额外维这两个特征都超出了当前 10^2GeV 能标下实验物理学的认知水平。物理学家们期望超弦理论的基本方程组应允许具有有效 4 维时空的低能近似解：10 个时空维度中只有包括时间维在内的 4 个维度是近似平坦的，而其余 6 个空间维度高度弯曲到了如此小的尺度以至于逃脱了目前物理实验的探测。这一思想通常称为 Kaluza-Klein 紧至化机制。虽然 6 维紧化空间在低能物理里不能直接观测，但其大小、形状等结构(称为 Moduli)的细节仍然对非紧的 4 维时空中的物理施加着重要影响。出于粒子物理唯象学方面的一些考虑，特别是为了保证超弦理论的低能近似解能解释实验上已完全证实的夸克、轻子的手征性以及保持各代基本费米子之间巨大质量差别的稳定性，物理学家们猜测所需的 6 维紧化空间很可能是一个 Calabi-Yau 紧流形。Calabi-Yau 流形是具有 SU_3 Holonomy 群结构的 6 维 Ricci 平坦空间，它一方面能保证弦论的低能 4 维近似解中费米子的手征性，另一方面可以使此近似解持有$\mathcal{N}=1$的超对称性(对于第二类超弦而言，做到这一点需要构造 Calabi-Yau 流形的 orientifold)，从而可以解决粒子物理的标度 Hierarchy 问题。值得注意的是，在超弦理论中 10 个时空维度本质上都是动力学量。如果没有可靠的稳定机制，6 维额外空间即使在某个初始时刻被预设为高度弯曲，也有可能在后来的时间

里演化成不那么弯曲的平坦空间,从而与观测宇宙只有 4 个有效时空维度的常识矛盾。Moduli 稳定问题直接关系到超弦理论能否从理论自身逻辑所需的 10 维时空回归到可观测宇宙所处的 4 维时空,从而成为超弦理论应用于粒子物理现象学研究或宇宙学研究之前必须事先解决的问题。

Moduli 稳定问题长期悬而未决,但到了 2003 年却突然峰回路转,取得了突破性的进展。此前,Giddings,Kachru 和 Polchinski 等(GKP)把 Randall 和 Sundrum 膜世界的思想引入到超弦的紧至化方案,探索了将 Type IIB 超引力理论(作为 Type IIB 超弦理论的低能近似)在存在 3 形式张量场通量情况下紧化到共形 Calabi-Yau Orientifolds 的可能性,力图解决引力、规范作用强度的等级差别。Kachru, Kallosh, Linde 和 Trivedi(KKLT)敏锐地注意到了这一工作在解决 Type IIB 弦论 Moduli 稳定问题上的潜力。Type IIB 超弦紧化过程所涉及的闭弦 Moduli 按其功能可以划分为决定弦耦合强度的 Dilaton, 决定 Calabi-Yau 形状的复结构 Moduli 和决定 Calabi-Yau 大小的 Kahler Moduli。3 形式张量场通量的存在以及理论无引力反常的自洽性所要求引入的欧氏 Dirichlet 3 膜,可以在低能超引力近似理论的有效 Lagrange 密度中产生出使这些闭弦 Moduli 获得质量的势能项。通过提取出 GKP 工作的合理内核并使之完善,KKLT 提出了著名的 Moduli 稳定机制:通过适当调节缠绕在复结构 Moduli 上的 3 形式张量场的力线和所引入的欧氏 Dirichlet 3 膜的构形,可以将 Type IIB 超引力紧化过程中所有需要稳定的闭弦 Moduli 冻结在有效势能密度的某个极小值所在处。KKLT 稳定机制保持了紧化过程中的超对称性,因此稳定了闭弦 Moduli 后的弦真空态常常是具有负能量密度的 anti-de Sitter 时空。为了协调弦理论预言与宇宙正在加速膨胀的观测事实,KKLT 进一步提出了提升弦真空态能量使之跃迁为 de Sitter 时空的方案。

KKLT 机制的出现使超弦理论第一次有能力从科学的角度理解可观测宇宙是 4 维时空的成因。但是,通过 KKLT 机制冻结 Moduli 之后,Type IIB 超引力紧化过程并不导致唯一的 4 维弦真空。事实上如此得到的 4 维弦真空态的数目是天文数字。设想 Calabi-Yau orientifold 的复结构 Moduli 的数目是 500(这是它的典型值)。复结构 Moduli 的稳定性并不要求缠绕在其上的力线数目固定。如果力线的缠绕数在整个一位数范围内变化都不影响复结构 Moduli 的稳定性(但会影响 4 维时空中的物理),则可能的 4 维弦真空态数目为 10^{500},活脱脱一幅 501 维势能-Moduli 空间中谷峰交错的群山景色。注意到不同的弦真空不仅具有不同的能量,Calabi-Yau 流形的大小、形状以及相应 Dirichlet 膜的构形方面的差异使得这些弦真空在 4 维非紧时空中对应于不同的基本粒子谱和相互作用。人们不禁要问:到底是哪一个弦真空描写了我们观测到的 4 维宇宙呢?自然为什么选择了这个弦真空?

面对景色迷人但危机四伏的弦景观,Bousso 和 Polchinski 建议应按下面的思路走出上述两个问题形成的迷宫。注意到弦景观中的各个弦真空都有各自特殊的 6

维 Calabi-Yau 紧空间的 Moduli，缠绕其上的 3 秩反对称张量场的力线数目及 Dirichlet 膜的构形等要素，Bousso 和 Polchinski 设想这些要素可以通过量子过程产生和湮没，以至于不同的弦真空之间可以发生量子隧穿。Bousso 和 Polchinski 认为“自然以某种未知的选择定则选定了某个确定的弦真空”的朴素想法应让位于“弦景观所给出的所有弦真空态是共存的，它们出现在 4 维时空的不同区域”这样的民主观点。按照 Bousso 和 Polchinski 的观点，我们的可观测宇宙不过是 4 维时空中的一个气泡(bubble)，它所历经的一系列弦真空态所具有的真空能(宇宙学常数)的大小恰好处于这样的一个特殊能区以至于气泡在演化的早期经历了观测所暗示的暴涨。这些弦真空所对应的 Calabi-Yau 紧空间的大小、形状以及力线、Dirichlet 膜的配置虽有变化，但不足以对可观测宇宙中所发现的基本粒子的种类、数量和它们之间的相互作用的性质产生影响。

不可否认，在 Bousso 和 Polchinski 所诠释的弦景观图象中，人择原理复活了。这也正是弦景观遭非难、惹争议的主要原因。但也应看到，弦景观图象的出现虽属无奈，对于超弦的理论发展仍有不容忽视的积极作用，特别是它极有可能正确地解开了困扰物理学将近半个世纪的宇宙常数之谜。众所周知，在物理学史上，宇宙学常量Λ首先是作为一个任意常量出现在 Einstein 的引力场方程中的，其物理解释是真空的能量密度。量子场论建立起来之后，物理学界对真空的理解发生了天翻地覆的变化。真空从经典物理中空洞无物的死寂空虚一跃变为充满了因虚粒子不断产生、湮没和剧烈作用而引起的量子涨落的海洋。按照量子场论，真空能的估算值应为 $\Lambda_{\mathrm{P}} \approx M_{\mathrm{P}}^4$。遗憾的是，这一估算值比宇宙学观测所给出的测量值上限大了约 120 个数量级。这一理论估算和实验观测之间的严重不一至长期得不到合理的解释，逐渐演变成了现代物理学所面临的最深重的危机之一。弦景观图象出现之后，情况变得有些不同了。在谷峰交错的 501 维势能-Moduli 空间中，10^{500} 个不同的弦真空态的能量密度随机地取值于正负Λ_{P} 之间。不妨粗略地假设这个能量密度是均匀分布的，如此，相邻弦真空能量密度之差的平均值就是$10^{-500}\Lambda_{\mathrm{P}}$。显然，在这个图象中，将有很多不同的弦真空，其能量密度取值于观测宇宙学限定的能量区间 $0 \leqslant \Lambda \leqslant 10^{-120}\Lambda_{\mathrm{P}}$ 之内。

弦景观图象目前仍处在弦论研究的前沿阵地，未来的变数很大。弦景观图象的基础是 KKLT Moduli 稳定机制。虽然该机制有潜力解释观察的宇宙学常数大小，但具体如何实现同时排除其他可能和该机制本身的一些局限仍是一个不可小看的课题。注意到这一机制是在 Type IIB 超弦的低能超引力近似下建立起来的，其中弦的尺度效应被忽略了。KKLT 机制能不能最终在超弦理论的非微扰程式中存活下来尚无定论。倘若通过弦论非微扰理论的研究出现了新的更有生命力的 Moduli 稳定机制，不排除目前的弦景观图象会有一个脱胎换骨般的改变。

参 考 文 献

[1] Kachru S, Kallosh R, Linde A, et al. de Sitter vacua in string theory. Phys Rev D, 2003, 68: 046005

[2] Giddings S B, Kachru S, Polchinski J. Hierarchies from fluxes in string compactifications. Phys Rev D, 2002, 66: 106006.

[3] Susskind L. The anthropic landscape of string theory. hep-th/0302219.

[4] Bousso R, Polchinski J. Quantization of four-form fluxes and dynamical neutralization of the cosmological constant. JHEP, 2000, 0006: 006.

[5] Cline J M, String cosmology. Les Houches Session LXXXVI, particle physics and cosmology, the fabric of spacetime.

撰稿人：杨焕雄　卢建新

中国科学技术大学交叉科学理论研究中心

超弦理论的基本表叙和有限性

The Fundamental Formulation of Superstring Theories and Their Finiteness

超弦理论认为自然界的基本单元并不是电子、光子、中微子和夸克等这样的粒子，而是认为这些看起来像粒子的东西实际上都是很小的弦的闭合圈(称为闭合弦或闭弦)，弦的不同振动和运动就得到这些不同的基本粒子。弦理论从一些非常基本和简单的单元就能得到宇宙的无穷变化和复杂性。在弦理论中，人们自然地可以得到规范对称性、超对称性和引力，而这些原理在原有的标准模型中或者是强加进去的或者是与量子理论相冲突的，在弦理论中它们都协和地统一起来了，并且是彼此需要、独一无二的。

超弦理论之所以成为 4 种相互作用力的统一理论的候选者,一个主要的原因就是人们认为弱耦合的超弦理论是各阶有限的。超弦理论的有限性的证据主要来源于单圈图的计算结果。Green 和 Schwarz[1]的计算结果表明 10 维 II 型超弦理论是单圈有限的。从量子场论的观点来看，这是一个很不一般的结果，因为更高维的量子场论有更厉害的发散，也不能简单地认为超弦理论的有限性是 10 维 II 型超弦理论所具有的对称性的自然推论。超弦理论的各阶有限性还没有完全证明和理解。

实际上,超弦理论的各阶有限性的证明和理解的问题是与超弦理论的基本表叙密切相关的。超弦理论现在还没有一个好的基本表叙。最早的 NSR 表叙在近代有一些重要的发展并被用来完全解决了二阶的计算问题 [2~4],但由于要进行自旋结构的求和后才有超对称性，这一表叙很难推广到更高阶的计算。Green 和 Schwarz[5]的协变作用量现在还只有在光锥规范中量子化,因此很难用来讨论超弦理论的高阶的计算。最近，Berkovits[6]提出的超弦理论的纯旋量表叙是一种将上两种表叙的优点保持而摒弃其缺点的尝试，取得了一定得成功[7]，有可能给出超弦理论的有限性的证明。但是，纯旋量表叙的基础还有待阐明，只有这样，纯旋量表叙现在给出的计算规则和有限性的证明才是可信的，也可能推动其他问题的解决。

参 考 文 献

[1] Green M B, Schwarz J H. Supersymmetrical string theories. Phys Lett B, 1982, 109: 444.

[2] Friedan D, Martinec E, Shenker S. Conformal invariance, supersymmetry and string theory. Nucl Phys B, 1986, 271: 93

[3] D’Hoker E, Phong D H. Two-loop superstrings I, main formulas. Phys Lett B, 2002, 529: 241.

[4] Zheng Z J, Wu J B, Zhu C J. Two-loop superstrings in hyperelliptic language I: the main results. Phys Lett B, 2003, 559: 89.
[5] Green M B, Schwarz J H. Covariant description of superstrings. Phys Lett B, 1984, 131: 367.
[6] Berkovits N. Super-Poincare covariant quantization of the superstring. JHEP, 2000, 0004: 018.
[7] Berkovits N. Multiloop amplitudes and vanishing theorem using the pure spinor formalism for the superstring. JHEP, 2004, 0409: 009.

撰稿人：朱传界
中国科学院理论物理研究所

超对称暗物质之谜

The Mystery of Supersymmetric Dark Matter

各种宇宙观测实验基本上确立了宇宙中大部分物质是暗物质[1]。超对称理论为宇宙学中的暗物质提供了一个很好的候选者，即最轻的超对称粒子。由于最轻的超对称粒子是电中性的、稳定的粒子，可以充当暗物质的自然的候选者。

为什么最轻的超对称粒子是稳定的呢？原因是超对称理论中假定有一个叫做 R 宇称的分立对称性，所有普通粒子的 R 宇称都是正的，而所有超粒子的 R 宇称都是负的。这样，超粒子只能成双成对的产生，并且一个超粒子衰变的最终端必定是一个最轻的超粒子，而这个最轻的超粒子已经无处再衰变了。

这个最轻的超粒子在宇宙形成的极早期就冻结出来(freeze-out)，其年龄和宇宙老人一样已有 137 亿岁了，至今弥漫于广袤的宇宙大漠，穿越我们的世界如入无人之境。

在超粒子的家谱中谁可能是这个长生不老的最轻的超粒子呢？最流行的选择是中性微子(neutralino)，引力微子(gravitino)也是可能的选择。不同的选择将对寻找暗物质的实验产生完全不同的结果，前一个选择将会使未来的实验最终发现暗物质粒子，后一个选择将使所有的寻找暗物质的实验无果而终。

需要指出，这一令无数人信服的暗物质的理论解释至今没有被实验确立，仍是基本粒子物理和宇宙学领域悬而未决的重大谜团之一。欧洲核子中心的大型质子对撞机 LHC 和正在筹划的下一代正负电子直线对撞 ILC 都会深入寻找超对称暗物质粒子，这些实验和天体物理领域寻找暗物质的实验一道，将彻底揭开暗物质的神秘面纱[2~5]。

参 考 文 献

[1] WMAP Collaboration. Astrophys J Suppl, 2003, 148: 1; 2003, 148: 175.
[2] Peskin M E. arXiv:0707.1536.
[3] Baltz E A, Battaglia M, Peskin M E. T. Wizansky, hep-ph/0602187.
[4] Feng J L. arXiv:0801.1334.
[5] Cembranos J A R, Feng J L, Rajaraman A. et al. hep-ph/0701011.

撰稿人：杨金民
中国科学院理论物理研究所

暗物质湮没信号的多波段探测

Multi-Wavelength Detection of Dark Matter Annihilation

暗物质的探测及理论研究已经成为当代天体物理,粒子物理和宇宙学的交叉热点。现代天文学通过微波背景辐射、引力透镜、宇宙大尺度结构形成、原初核合成等研究已经确立了宇宙中超过 80%的物质组分为不带电磁相互作用的暗物质。然而,暗物质的微观粒子性质、暗物质晕的空间分布和密度轮廓等宏观性质却仍然存在极大的不确定性。

直接探测地球周围的暗物质与探测器发生的信号是暗物质探测的重要方式。目前世界上有二十几家直接探测的实验正在运行或即将投入运行,探测器正由原来的千克级提升到吨级,探测技术也在不断的发展更新中,然而直至现在,仍然没有确切的暗物质信号被探测到。

除了直接探测以外,探测暗物质湮没的产物也是探测暗物质的重要研究方向。暗物质粒子,如 neutralino,湮没的产物包括中性的中微子、光子以及带电粒子,产生的信号覆盖整个电磁波段[1, 2]。探测湮没产生的高能中微子的实验主要包括 AMAND 和正在建设中的 IceCube,目前为止都还没有明确的信号被探测到。探测暗物质湮没到伽马射线的实验包括了卫星实验和地面实验两大类。两者各有优劣,互相补充。伽马射线传播不受磁场以及星际介质的影响,能更加直接地反应信号源的特征,因此对此类探测的研究比较多。暗物质湮没产生的带电粒子(主要为正负电子对)的信号主要有两类。一为带电粒子在当地磁场的同步辐射,处于射电观测波段,另一为高能电子与 CMB 光子的逆康谱顿散射,散射后的光子一般处于 X 射线波段。由于暗物质粒子、暗物质密度轮廓以及磁场环境等不确定性因素,暗物质的间接探测需要综合多波段的特征才有可能给出暗物质的进一步限制。这里需要强调的是射电波段的观测。这类研究在国内外都还处于探索起步阶段。然而,随着电子技术的发展,射电望远镜对于信号源的分辨能力远高于目前伽马射线探测器的能力,这对甄别信号排除本底尤为有利。因此,在射电波段上探测暗物质湮没产物的信号有着可观的发展前景。

另外,由于各种复杂的天体物理过程的电磁信号的干扰,对于多波段的探测对象的选取将尤为重要。暗物质的湮没率正比于暗物质密度的平方,因此暗物质湮没信号强度大的源主要发生在暗物质密度非常高的地方。一般认为银河系的中心暗物质密度高,湮没率大,信号较强。但是,银心是比较复杂的区域,由于大质量黑洞

和超新星遗迹的存在使得暗物质湮没信号与其他天体过程的辐射很难绝对的区分，对于银心的观测数据的解释也并不能唯一的确定。最近研究表明，最佳的观测对象应该包括本星系群中的矮椭球卫星星系[3~5]。这类星系属于低表面亮度星系，质光比高，一般认为其气体也少，几乎为干净的暗物质主导系统。而由结构形成理论，这类星系形成的时期较早，其暗物质晕的密度更高。因此这类星系中暗物质湮没产生的信号强度大，干扰源少，有利于暗物质的间接探测。暗物质湮没产物的射电信号在频率低时信号强，因此利用现有的射电望远镜对邻近的矮椭球星系进行低频观测将有可能经济有效地探测到暗物质或是对暗物质性质给出更强的限制。

我国现有的暗物质探测实验还都处于探索起步阶段。通过对暗物质湮没信号的探测进一步获得暗物质性质的天体物理限制是此类研究的一大趋势。尤其是利用多波段观测来确定暗物质的性质在这两年得到了越来越多的重视。射电波段上的观测即有其独特的优势，也将是多波段探测的有力补充。

参 考 文 献

[1] Bertone G, et al. Physics Reports, 2005, 405: 279.
[2] Jungman G, et al. Physics Reports, 1996, 267: 195.
[3] Colafrancesco S, et al. Phys Rev D, 2007, 75: 023513.
[4] Colafrancesco S, et al. Mon Not Roy Astron Soc, 2006, 368: 659C.
[5] Colafrancesco S, et al. Astron Astrophys, 2006, 455: 21C.

撰稿人：黄　峰　陈学雷
中国科学院国家天文台

暗物质的性质

The Nature of Dark Matter

宇宙中存在暗物质的事实已经得到大量天文观测的支持。早在 1933 年瑞士天文学家 Fritz Zwicky 在研究后发星系团中星系运动时就提出来了暗物质的概念[1]。他根据所测得的星系速度弥散并应用维里定理得到了后发星系团的质光比,发现比太阳的质光比要大 400 倍左右[1],因此他认为这个星系团中应当存在大量的不发光的“暗”物质。今天,有许多办法可以测量星系团的质量,如通过弱引力透镜效应,通过测量团内热气体的 X 射线发射轮廓图以及通过测量径向速度分布等。这些测量结果都表明星系团的总质量远远大于可见物质的质量。

漩涡星系旋转曲线的测量表明星系中同样存在暗物质。通常测量的旋转曲线在距离星系中心很远的地方会变平,并且一直延伸到可见的星系盘边缘以外很远的地方都不会下降。如果没有暗物质存在,很容易得到在距离很远的地方旋转速度会随距离下降:$v(r)=\sqrt{\frac{GM(r)}{r}}\propto\frac{1}{\sqrt{r}}$ 。因此,平坦的旋转曲线就意味着星系中包含了更多的不可见的物质。

最近 WMAP 实验通过测量微波背景精确地得到宇宙中大约存在占宇宙总能量 22%的暗物质的组分[2]。

尽管暗物质的存在已经得到了大量天文实验观测的证实,但暗物质粒子的性质却依然不为人们所了解。暗物质究竟是什么样的粒子,带什么量子数,是费米子还是玻色子,它和普通物质如何相互作用等,我们对此一无所知。确定暗物质的性质是宇宙学和基本粒子物理理论最重要的基本问题之一。

暗物质要求稳定、不带电、相互作用弱等性质,因此,粒子物理标准模型中大部分的基本粒子都不可能构成暗物质。唯一的可能是中微子,而由于中微子只能构成所谓热暗物质,与宇宙大尺度结构的观测不相符,因此也被排除了。这样构成暗物质的粒子必然是超出标准模型的新粒子。

目前人们正试图通过各种办法寻找暗物质的信号以了解它的性质。大型对撞机 LHC 很有可能发现 TeV 能区的新物理并直接产生暗物质,这是研究暗物质性质最直接的办法。另外一类实验是在地下放置一个探测器,以探测暗物质粒子和探测器物质碰撞所产生的信号。还有一类实验则是通过寻找暗物质粒子碰撞并“湮没”所产生的产物,如伽马射线、高能中微子、正电子或者反质子等来探测其存在并确定

其相互作用的性质。目前这类实验(或即将开始的实验)有卫星实验 Glast[3]，空间站实验 AMS02[4]，南极实验 IceCube[5]等。

总之，由于目前的实验进展非常迅速，对撞机、地下实验、地面和空间实验等将在未来几年时间里取得大量实验数据,人们期望对于暗物质性质的认识有可能很快得到突破性的进展。

参 考 文 献

[1] Zwicky F. Spectral displacement of extra galactic nebulae. Helv Phys Acta, 1933, 6: 110.

[2] Hinshaw G, et al. (WMAP Collab) five-year Wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP) observations: data processing, sky maps, and basic results, arXiv:0803.0732.

[3] Morselli A, Lionetto A. Cesarini A, et al. Search for dark matter with Glast. Nucl Phys Proc Suppl, 2002, 113: 213-220.

[4] http://ams.cern.ch/.

[5] Ahrens J, et al. Sensitivity of the icecube detector to astrophysical sources of high energy muon neutrinos. Astropart Phys, 2004, 20: 507-532.

撰稿人：毕效军
中国科学院高能物理研究所

暗能量的物理本质和反物质的丢失之谜

Physics Origin of Dark Energy and Puzzle of Missing Anti-Matter

20 世纪，人类在探索宇宙奥秘和物质基本结构及其相互作用的道路上取得了辉煌的成就，建立了描述微观世界的粒子物理标准模型和描述宇观世界的大爆炸宇宙学标准模型。粒子宇宙学将微观世界和宇观世界、粒子物理学和天文学结合起来，研究早期宇宙这一极端条件下的物理规律，探讨基本粒子的相互作用的统一。

近代宇宙学研究表明，在宇宙演化过程中经历了暴涨(inflation)阶段。基于粒子物理的标量场理论，暴涨宇宙学不仅为经典大爆炸宇宙模型中的初始条件和疑难给出了答案，而且提供了一个描述宇宙大尺度结构成因的合理理论，并为近年观测所支持。自 1998 年以来，多种天文观测，如微波背景辐射(CMB)、大尺度结构(LSS)和超新星(SN)的结果表明，宇宙是平坦的并在加速膨胀，强有力地支持了“暴涨⊕暗物质⊕暗能量”的宇宙模型[1, 2]。

另一方面，我们知道从探索物质基本结构的观点出发，高能物理学站在微观世界研究的最前沿，粒子物理的标准模型告诉我们自然界的基本组成成分为三代夸克和轻子，其相互作用由规范玻色子传递。那么，什么是暗物质组成成分？暴涨的动力学机制是什么？暗能量的物理本质是什么？在暴涨宇宙学中，物质与反物质在初期以同等数量产生，但是，众所周知，在我们可观测宇宙的范围内还没有发现反物质存在的区域，那么反物质到哪里去了呢？在国际上，寻找暗物质、研究暗能量等关于粒子宇宙学课题的探讨，结合微观世界和宇观世界的研究是 21 世纪物理学和天文学的一个重要趋势。

本文将介绍宇宙中正反物质不对称疑难和暗能量之谜。

1. 宇宙中的反物质是怎样丢失的

70 年前，理论物理学家狄拉克提出了反物质的概念。在微观物理研究领域，电荷共轭对称性告诉我们，每个粒子都存在着一个反粒子，如电子的反粒子是正电子，质子的反粒子是反质子。如果这种对称性在宇观世界是根本的话，将会存在着由反质子、反中子和正电子构成的反物质。然而至今在浩瀚的宇宙空间还没有找到反物质。那么，反物质到哪里去了？

宇宙学家通常用$\eta=(n_B-n_{\bar{B}})/n_\gamma$来定义物质与反物质不对称的度量(其中，$n_B$和$n_{\bar{B}}$分别为重子和反重子的数密度，$n_\gamma$为光子的数密度，大约为 $400/\mathrm{cm}^3$)。直观上，一个没有反物质的宇宙会告诉我们η不为零。目前宇宙早期核合成理论和近年

的微波背景辐射的研究给出 η 大约为 10^{-10}。

理论上讲，这种正反物质不对称性可能是原始宇宙就有的。然而，近代宇宙学研究表明，宇宙在早期经历了一个暴涨阶段。暴涨解决了经典宇宙学中的平坦性、均匀性等问题，但同时剧烈的膨胀使得原始的重子数密度趋近于零。在暴涨宇宙学中，物质在暴涨后的再加热过程(reheating)中产生，所以物质与反物质的不对称也必须是宇宙演化的结果。

1967 年，前苏联科学家萨哈洛夫(Sakharov)给出了动力学产生正反物质不对称(baryogenesis)所需要的 3 个条件。条件一是重子数不守恒。这一点很显然，如果重子数守恒，正反物质对称的宇宙将永远是对称的。条件二是 C 和 CP 对称性的破坏。C 不对称是粒子反粒子不对称，CP 不对称是粒子反粒子、左和右联合的不对称。只要 C 或 CP 中的任意一个对称性存在，重子数破坏的反应过程就会产生相同数量的重子和反重子。第三个条件是脱离热平衡，因为在热平衡时，重子与反重子满足玻耳兹曼分布，由 CPT 定理(T 是时间反演)可知，正反粒子质量相等，所以重子与反重子的密度相等。但是，如果宇宙早期发生了 CPT 破坏的话，情况就会大不一样。

自 20 世纪 80 年代末以来，人们认识到粒子物理的标准模型可以满足萨哈洛夫的 3 个条件。在标准模型中，经典拉氏量具有重子数和轻子数守恒的对称性，但在量子层次，反常效应和非阿贝尔规范场真空的特殊性破坏了重子数和轻子数。然而这种效应在零温时是微不足道的，所以质子是稳定的。但当温度高于弱电标度，即 $T > O(100)$ GeV 时，重子数破坏作用将处于热平衡中。决定这一反应率的一个重要因素是 Sphaleron，它是标准模型的一个经典解，它导致的重子数破坏实现了萨哈洛夫的第一个条件。在标准模型中，C 和 CP 对称性是破坏的。萨哈洛夫的第三个条件由弱电一级相变来实现。但定量计算表明，标准模型给出的正反物质不对称 η 远远小于 10^{-10}。其主要原因有两个，一是卡比玻-小林-益川(CKM)机制给出的 CP 破坏量不够；另外一个是基于目前 Higgs 质量的实验下限 114GeV，标准模型不能给出足够强的一级相变。这一问题说明虽然粒子物理的标准模型完美地解释了实验室中的物理现象，但它不能解答宇宙中正反物质不对称疑难。

正反物质不对称疑难的研究促进了对超出标准模型新物理的探讨。目前在弱电标度正反物质不对称产生机制的研究领域，人们分别考虑了多个希格斯(Higgs)模型、左-右对称弱电统一模型等，但关注的焦点是超对称标准模型，在这个模型中，有新的 CP 破坏源，有丰富的希格斯粒子。是否超对称模型破解了反物质丢失之谜有待于实验上的验证。这需要发现超对称粒子和新的 CP 破坏现象。

近年来，由于中微子振荡物理的推动，轻子数不对称的产生机制(Leptogenesis)备受关注[3]。在标准模型中，重子数与轻子数分别由 Sphaleron 过程破坏，但二者之差却是守恒的。这就将重子数的改变与轻子数的改变连在了一起。

同样轻子数不对称的产生机制需要轻子数破坏过程、轻子部分的 C 和 CP 破坏以及非平衡态的实现。这些条件在一般的描述有质量中微子的模型中都可以实现。如对于简单的跷跷板(See-Saw)模型，中微子是马约拉纳(Majorana)型，破坏了轻子数对称性，重的右手中微子退耦提供了非平衡条件。在这一理论中，中微子部分的 CP 破坏是一个重要的预言，它可以由长基线中微子振荡实验来检验。一旦找到，将是一个重大的发现。

2. 什么是暗能量?

近年来，宇宙学研究表明除了普通物质和暗物质外，宇宙中存在着暗能量。支持暗能量的主要证据有两个。一是对遥远的超新星所进行的观测表明，宇宙不仅在膨胀，而且与想象中的不一样，在加速膨胀。在标准宇宙模型框架下，爱因斯坦引力场方程给出 $\dot{a}/a = -4\pi G(\rho + 3p)/3$(其中，$a$ 是宇宙标度因子，G 为引力常数，p 和 ρ 分别为宇宙中物质的压强和能量密度)，加速膨胀 $\ddot{a} > 0$ 要求压强为负：$p < -\rho/3$。注意，对于通常的辐射、重子和冷暗物质，压强都是非负的，所以必定存在着一种神秘的负压物质主导今天的宇宙。另一个证据来自于近年对微波背景辐射的研究，精确地测量微波背景涨落的角功率谱第一峰的位置揭示宇宙是平坦的，即宇宙中物质的总密度等于临界密度 $\rho_c = 4.05\times10^{-11}\,(\mathrm{eV})^4$。但是，我们知道所有的普通物质与暗物质加起来只占宇宙总物质的约 1/3 左右，所以仍有约 2/3 的短缺。这一短缺的物质称为暗能量。什么是暗能量呢？在弗里德曼-罗伯特逊-沃克(Frie- dmann-Robertson-Walker)宇宙学模型框架下，其基本特征是具有负压，在宇宙空间中均匀分布且不结团。而我们通常熟悉的辐射和物质，压强都是非负的。由此给我们物理上直观的理解暗能量带来很大的困难。目前，国内外科学家已提出了多种暗能量模型，不过不同的暗能量模型可以用状态方程进行分类。

暗能量模型主要分为两大类，其一是宇宙学常数(或真空能)，在另一类模型中，如 Quintessence 模型，暗能量随时间而变。在量子场论中，真空具有能量，而且由协变性要求，真空的能量－动量张量正比于度规张量，所以真空能的状态方程：$w = p/\rho = -1$，满足加速膨胀的要求。但是目前量子场论的理论预言值远远大于观测值。如果认为爱因斯坦的广义相对论和粒子物理的标准模型在普朗克标度以下都是有效的话，理论计算的真空能将比观测值大 10^{120} 倍。这一理论与实验的冲突便是著名的宇宙学常数问题。

不同于真空能，暗能量也可以是一种随时间变化的动力学场的能量。最简单的是引入一个具有正则动能的标量场 Q，在文献中它被称为“Quintessence”场，其势能形式一般写为 $V(Q)$，具体形式由模型而定。随着宇宙的演化，Q 场沿着 $V(Q)$ 由高能往低能区滚动。对于分布均匀的 Quintessence 场，它的能量密度和压强分别为 $\rho_Q = \dot{Q}^2/2 + V(Q)$，$p_Q = \dot{Q}^2/2 - V(Q)$，其中，$\dot{Q}$ 是 Quintessence 场对时间的导

数。如果势能函数是非常平坦的话，Quintessence 场将处于慢滚阶段，满足 $\dot{Q}^2 \ll V(Q)$，这样压强将取负值，驱动宇宙的加速膨胀。

对于以上暗能量的两种可能性，一个显著的不同之处是状态方程的演化行为是不一样的。在 Quintessence 模型中，状态方程 w 随时间而变，而对于真空能其状态方程 w 永远是-1。由此，基于天文观测数据来确定状态方程 w 对暗能量的研究有重大的指导意义，是解开暗能量之谜的首要方法。另外，文献中研究较多的动力学暗能量模型还有 Phantom[4]，Quintom[5]等。Phantom 模型的特征是 w 永远小于-1，而 Quintom 模型的 w 可以在演化过程中穿越-1。

自 1998 年暗能量发现以来，人们对于暗能量的物理性质作了深入的研究并已取得了一些重要的阶段性的成果。目前基于最新的天文观测数据 CMB+LSS+SN，数据拟合整体分析告诉我们，很多动力学暗能量模型已经被排除，但并没有被完全排除掉，宇宙学常数在 2 σ 内与数据是符合的，另外值得指出目前的数据更支持由 Quintom 描述的 w 穿越-1 的动力学模型。

值得指出，暗能量的动力学模型基本上是基于场论中的标量场理论。这些标量场可为基本的，也可为复合的。在粒子物理的标准模型中，希格斯场也是一个标量场，实验上至今还没有找到，理论上存在着一些困难，如平庸性和自然性等问题。暴涨模型中的暴涨子也是标量场，理论上，保证暴涨势的平坦性也存在着一定的困难。由此可知，标量场在粒子物理和宇宙学中有广泛的应用，但它的物理性质有待深入的理论研究，当然更重要的是实验上需要证实希格斯粒子、暴涨子和 Quintessence 等的存在。

另外，由于 Quintessence 等是一种动力学场，不同于真空能，它将带来一系列有趣的物理现象。例如，Quintessence 场与电磁场的相互作用 $QF_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ (其中，$F_{\mu\nu}$ 是电磁场张量)将会导致精细结构常数的改变；又如，Quintessence 场与中微子的耦合将导致中微子质量在宇宙演化过程中发生变化。

在 Quintessence 等模型中，老的宇宙学常数问题并没有得到解决。从根本上讲，认识暗能量的本质需要一个完善的包括引力在内的各种相互作用统一的量子理论。

3. 两个疑难之间有联系吗?

在狄拉克的理论中，有两个重要的概念，一个是反物质，另一个是真空不“空”。与这两个概念相联系的反物质粒子的存在和真空极化、真空涨落等效应在粒子物理实验中都得到了证实，然而在宇宙中却没有找到反物质，人们也无法理解如此之大的真空能。描述微观世界的成功与在宇观世界中的疑惑，使得人们猜测正反物质不对称疑难和暗能量之谜可能存在着一些内在的联系。近年我们在这方面作了一个尝试[6]，出发点是暗能量由 Quintessence 场来描述，在这个模型里，Quintessence 场与标准模型中的基本粒子有相互作用 $\partial_{\mu}QJ^{\mu}$。在宇宙演化过程中，Quintessence 场

充满着宇宙空间，沿着特定的轨迹运动，驱动今天宇宙的加速膨胀。同时，当Quintessence 场滚动时，它的时间导数 $\dot{Q}$ 不为零，导致 CPT 的破坏，以此产生正反物质的不对称，此模型统一地解释了正反物质不对称疑难和宇宙的加速膨胀。更重要的，这个 CPT 破坏可由 CMB 极化进行检验[7]。目前我们的数据分析以及国际上其他组的数据分析，表明最新的 WMAP5 和 BOOMERanG 的极化数据显示，CPT 有被破坏的迹象。此外，我们的研究也表明 Quintessence 场的超对称伴子 Quintessino[8]可以作为一个冷暗物质粒子的候选者。这样我们的模型有可能统一地描述宇宙中的重子物质、暗物质和暗能量。

近年来，一个重大的发现是暗能量在宇宙中起主导作用。通过认识暗能量的物理本质，我们可以了解宇宙的将来。我们知道，当暗能量为零时，空间曲率 K 决定着不同的宇宙演化行为。闭合的(K>0)宇宙最终会坍缩，而平坦的(K=0)和开放的(K<0)宇宙将会一直膨胀下去。然而，当暗能量存在时，宇宙的演化行为将是不同的，比如一个闭合的宇宙可以永远膨胀下去。的确暗能量的动力学决定着宇宙的命运，而正反物质的不对称决定着我们的存在，如果没有这种不对称性，宇宙中的物质就会与反物质发生湮没而消失掉。由此，破解正反物质不对称和暗能量之谜具有重大的科学意义。

参 考 文 献

[1] Komatsu E, et al. [WMAP Collaboration],Five-Year Wilkinson microwave anisotropy probe observations: cosmological interpretation. Astrophys J Suppl, 2009, 180: 330.

[2] Xia J Q, Li H, Zhao G B and Zhang X. Determining cosmological parameters with latest observational data. Phys Rev D, 2008, 78: 083524.

[3] Fukugida M and Yanagida T. Baryogenesis without grand unification. Phys Lett B, 1986, 174: 45.

[4] Caldwell R R. A phantom menace? Phys Lett B, 2002, 545: 23.

[5] Feng B, Wang X L and Zhang X M. Dark energy constraints from the cosmic age and supernova. Phys Lett B, 2005, 607: 35.

[6] Li M Z, Wang X L, Feng B and Zhang X M. Quintessence and spontaneous leptogenesis. Phys Rev D, 2002, 65: 103511.

[7] Feng B, Li H, Li M Z and Zhang X M. Gravitational leptogenesis and its signatures in CMB. Phys Lett B, 2005, 620: 27.

[8] Bi X J, Li M Z and Zhang X M. fermionic partner of the quintessence field as a candidate for dark matter. Phys Rev D, 2004, 69: 123521.

撰稿人：张新民

中国科学院高能物理研究所

自发辐射相干效应的实验验证

Experimental Work on Spontaneously Generated Coherence

近 30 年来，原子相干效应研究一直是量子光学领域的研究热点之一，并已导致了电磁感应透明、无反转激光、光速减慢、信息存储、共振非线性增强和受激拉曼绝热通道等一系列问题的提出与实现。进入 21 世纪，随着激光冷却技术和量子信息技术的飞速发展,原子相干效应由于其潜在的重要应用价值正在引起越来越多国际知名学者的关注。

通常,原子相干效应的建立需要利用一束单频激光作用于某一原子跃迁,以使得相应的两个能级波函数发生量子关联。然而，理论研究表明：在合适的条件下，利用自发辐射等非相干过程也可以建立原子相干效应。这显然与人们的直觉——非相干过程将导致原子相干的逐步退化——相违背。为了理解自发辐射相干效应我们可以设想:如果有一对靠得很近的激发态能级在同一组真空模场的扰动下向同一个基态能级跃迁，则这两个激发态能级的波函数必然通过“虚光子”的吸收与发射而产生量子关联[1]。一组真空模场同时扰动一对激发态能级向同一个基态能级跃迁的前提是:这两个激发态能级必须具有小于其平均自发辐射速率的频率间隔以及到同一个基态能级的非正交电偶极跃迁矩阵元。这显然是一对极为苛刻的必要条件,在无外场作用的真实原子、离子或分子中很难或不可能同时得到满足[2]。

尽管自发辐射相干效应的存在条件极为苛刻,以至于很难进行实验观测,但是鉴于其有别于传统的激光诱导原子相干效应,为了深入理解二者的差异，十余年来人们还是开展了一系列的理论研究。结果发现，自发辐射相干效应可以导致一系列新奇的物理现象，如介质光学特性的相位控制、自发辐射谱的窄化、增强和选择性抑制、激发态能级间的相干布局数捕获、无反转增益的极大增强等[3]。随着理论研究的逐步深入,如何开展相关的实验研究也变得越来越迫切，于是人们开始寻找能够观测自发辐射相干的替代方法或介质。首先半导体量子阱和量子点等所谓的“人造原子”由于其能级结构的可裁切性进入了人们的视野。实际上，有关研究人员已初步观测到了量子阱和量子点中的自发辐射相干效应,只是实验难度相当　大[4]。而且由于声子－光子耦合等复杂机制导致的退相干过程,自发辐射相干效应不很明显。另一种方法则是利用单频激光作用下的缀饰原子,通过外加激光来获得合适的能级结构。人们在理论上已提出了很好的可行性实验方案,并预言可观测到显著的自发辐射相干效应,其难点在于需要分辨率极高的光谱探测技术和超冷原子制备技术[5]。

我们预期：如果能够利用缀饰原子技术初步观测到自发辐射相干效应，则可于不久的将来通过实验方案的不断优化和实验技术的不断改进陆续验证各种理论预期结果，从而实现原子相干效应研究的重大突破。这必将引起相关交叉学科领域的革命性进展。

参 考 文 献

[1] Agarwal G S. Quantum Optics//Springer Tracts in Modern Physics. Berlin: Springer, 1974, 70: 95.

[2] Menon S, Agarwal G S. Effects of spontaneously generated coherence on the pump-probe response of a Lambda system. Physical Review A, 1998, 57: 4014.

[3] Paspalakis E, Knight P L. Phase control of spontaneous emission. Physical Review Letters, 1998, 81: 293.

[4] Gurudev M V Dutt, et al. Stimulated and spontaneous optical generation of electron spin coherence in charged GaAs quantum dots, Physical Review Letters, 2005, 94: 227403.

[5] Wu J H, Li A J, Ding Y, et al. Control of spontaneous emission from a coherently driven four-level atom. Physical Review A, 2005, 72: 023802.

撰稿人：高锦岳

吉林大学物理学院

能够实现打破衍射极限的远场成像吗?

Far-Field Focusing Beyond the Diffraction-Limit?

利用光学方法成像的最大的限制是衍射极限。当我们利用一个光学透镜成像时，从物体上发出的光波分成传播波和消逝波模式。当消逝波成分入射到透镜表面时，这些模式会进一步衰减，最后这些信息不能被透镜还原到像上。因为传统透镜只能聚焦传播波部分，所成的像就不可能完全反应物的形状，当两个物点相距小于波长的一半时，在像平面上就不能被分开。这就是“衍射极限”的来源，是制约光学器件发展的一个重要瓶颈[1]。

人们尝试了许多方法来打破这个限制。金属表面的电磁表面波具有大于真空波矢的横向波矢，如果能充分利用表面波激发，就可以探测物体的更细微的特征，从而打破衍射极限带来的半波限制。近场光学显微镜利用的就是这个原理。然而因为表面波被束缚在金属表面上，显微镜必须非常靠近物体表面才能工作，这使得这种器件只能是近场器件。如何得到远场的打破衍射极限的光学显微镜是科学家们追求的目标。

负折射介质的出现一度给了大家希望。早在 1968 年前苏联物理学家 V. G. Veselago 教授就曾提出一块介电常数和磁导率均为–1 的平板介质可以实现点到点的光学成像[2]。2000 年，英国物理学家 J. Pendry 爵士进一步证明这种棱镜原则上是个完美棱镜——即它的分辨率可以打破衍射极限[3]。这一度让科学家们非常兴奋。然而，后续的研究逐渐证明，当材料的吸收[4] 和色散[5] 被考虑以后，负折射棱镜就不再是完美的。因此，当物像之间距离增大时，分辨率就急剧下降。从本质上讲，Veselago 棱镜仍然是个近场器件。

直到现在，远场的打破衍射极限的光学透镜仍然是大家努力追求的目标。

参 考 文 献

[1] Max Born, Emil Wolf. Principles of Optics. Cambridge: Cambridge university press, 1999.
[2] Veselago V G. Sov Phys Usp, 1968, 10: 509.
[3] Pendry J B. Phys Rev Lett, 2000, 85: 3966.
[4] Loschialpo P F, Smith D L, Forester D W, et al. Phys Rev E, 2003, 67: 025602.
[5] Zhou L, Chan C T. Appl Phys Lett, 2005, 86: 101104.

撰稿人：周　磊
复旦大学应用表面物理国家重点实验室

介观尺度上光的约束与传输

Light Confinement and Guidance on the Mesoscopic Scale

20 世纪，基于经典电磁理论发展起来的光传输技术和基于量子理论发展起来的激光技术，结合物质与光、电相互作用效应的光电子学技术，在光电信息传输和处理中起到了巨大的推动作用，加深了人们对光的认识，并全面改变了人类的生活质量，极大地推动了社会进步。

进入20世纪90年代后期,传统光电子学的技术已限制了信息领域的飞速拓展，其中作为光子集成核心的光波导所利用的全内反射光传输原理和聚焦光束衍射极限尺度的限制已成为信息科学技术进一步小型化和大容量的壁垒。因此，更小尺度下更快速的信息处理新原理和新方法及其微型化光子集成技术已成为新一代信息科学的研究重点。

同时，随着人类微纳小尺度加工技术和研究方法的发展，光科学也出现了由基于衍射极限尺度以上的传统研究向突破衍射极限的更小尺度的介观光学方向发展。在各种纳/微结构中光的约束和传输所带来的一系列新的物理现象和规律不断被发现。介观光学相对于传统光学所表现出的小尺度效应基本理论问题及其新特性的广泛应用前景已吸引越来越多的科学家重视和相继开展研究。2005 年 2 月，英国物理学会(IOP)《光学杂志》(Journal of Optics A)专门出版了有关介观光学研究的专刊[1]，在序言中明确提出了“纳米结构 + 光 = 新光学”(nanostructures + light = new optics)的崭新理念。介观尺度下利用倏逝波和表面等离激元波实现的导波新原理被认为是新一代集成光子器件最可能的信息载体。

在介观光学新原理、新技术和新应用的突破中，需要考虑的关键问题之一是介观尺度上光的约束与传输。

由于光子是玻色子，在没有其他外加场的情况下，大量的光子可以被同时约束在一个很小的空间范围内传输而不相互影响，只要光强没有超过媒介的光学非线性阈值或量子电动力学的真空非线性阈值，这为光在小尺度上的约束和传输提供了很大的发展空间。同时，某些非线性效应本身也可以用来加强介观尺度上光的约束和传输能力。

对光进行约束传输，最简单的例子是用一面镜子改变光的传播方向，限制光进入镜子背面的半空间。使用两个平行放置的靠得很近的理想反射镜，就可以将镜面之间的光限制在两面镜子之间的微小空间内，形成一个光学微腔或镜面波导[2]。随

着两面镜子之间距离的减小，对光的约束就增强。但是，当两面镜子之间的距离小于光波长的一半时，这个微腔就无法支持光场存在，或者说，光就无法输入这个微腔。如果这时将理想镜面换成介质材料，如玻璃，那么中间的空隙即使小于半波长，也仍然能够支持光的约束和传输[3]；同时，也可以将介质波导，如玻璃光纤的直径减小到半波长以下，也能够支持光的约束传输[4]。以上两个例子属于典型的介质约束和传输，虽然介质结构的特征尺寸可以小于半波长，但是约束能力并不比镜面约束强。因为介质的约束能力与折射率成正比，常规介质在光学透明波段的折射率有限(一般小于 5)，对光的约束能力有限。介质约束传输依赖束缚电子对光场的响应，其优点是光损耗小，适用波长范围宽，但是其有限的折射率使得其约束能力有限。目前已经具有一些方法可以用来大幅度增加介质的有效折射率，如利用介质材料的共振吸收，将光场的能量短暂地存储在跃迁的束缚电子能级中，大大降低光的群速度，可以获得很大的等效折射率，但是共振吸收伴随很高的能量损耗[2]。基于量子干涉的电磁感应透明(EIT)效应也许可以解决一定波长范围内的损耗问 题[5]，但是透明波段很窄，在材料和实验条件等方面也受到很多限制。如何在维持低损耗、不牺牲带宽的情况下突破介质结构的约束能力是一个值得考虑的难题。

近年来发展起来的表面等离子体共振结构，将光场能量转换成金属(或其他能提供自由载流子的材料)表面准自由电子的集群振荡而进行传输，约束尺度可以小于十分之一波长，突破了介质结构对光的约束极限[6]，在微纳光子学等相关研究和应用方面具有广泛的应用前景。但是，在光频波段，特别是在表面等离子体共振区，无法避免定向运动的自由电子与晶格相互作用过程中的能量损失，对光场约束很强的表面等离子体结构均伴随很高的光学损耗，引起的信号减弱和热量产生等问题使其在光的约束传输方面受到了限制。表面等离子体共振结构依赖准自由电子对光场的响应，其优点是约束能力强，但是损耗大，对共振波长选择也有限制，因此，对于表面等离子体结构，在维持强约束能力的情况下减小光的传输损耗是目前面临的一个难题。

也许我们永远无法完全了解光是什么[7]，但是对光在空间尺度上施加更强的约束是认识光的更多特性的一个有效手段。这种约束能力每增加一定的程度，人们对光的认识水平和应用技术就可能更深入到一定的程度。因此，介观尺度上光的约束和传输还有很多的工作要做。

参 考 文 献

[1] Zheludev N, Shalaev V. Nanostructures + Light = New Optics. Journal of Optics, 2005, A7: S1.

[2] Saleh B E A, Teich M C. Fundamentals of Photonics. New York : John Wiley & Sons, 1991.

[3] Xu Q F, Almeida V R, Panepucci R R, et al. Experimental demonstration of guiding and confining light in nanometer-size low-refractive-index material. Optics Letters, 2004, 29:

1626.

[4] Tong L M, Gattass R R, Ashcom J B, et al. Subwavelength-diameter silica wires for low-loss optical wave guiding. Nature, 2003, 426: 816.

[5] Boller K J, Imamoglua, Harris S E. Observation of electromagnetically induced transparency. Physical Review Letters, 1991, 66: 2593.

[6] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon subwavelength optics. Nature, 2003, 424: 824.

[7] OPN trends - The nature of light: What is a Photon. Optics&Photonics News, 2003.

撰稿人：童利民[1] 龚旗煌[2]

1 浙江大学光电信息工程学系

2 北京大学物理学院

光的本性问题

The Problem on the Nature of Light

光的本性问题是物理学中的历史性难题。这个问题约有 350 年的历史。一大批杰出的物理学家如牛顿、拉普拉斯、毕奥、胡克、惠更斯、菲涅耳、杨、马吕斯、阿喇果、傅科、雯索、柯西、基尔霍夫、汤姆逊、泊松、麦卡拉、韦伯、麦克斯韦、赫兹、普朗克、爱因斯坦、玻尔、德布罗意、康普顿、密立根、薛定谔、狄拉克、海森伯、泡利、约旦、费米、古普塔等都曾为此问题付出了努力或作出了贡献[1~3]，但都未能最终解决它。

早期牛顿学派的光的粒子说和惠更斯学派的光的波动说向人们展示了光的朴素力学图像。而人们对光的深刻认识则基于麦克斯韦和赫兹以及后来普朗克和爱因斯坦的工作。麦克斯韦根据他的经典电磁场理论预言，光是一种电磁波；赫兹则从实验上显示，电磁波和光有许多共同特性——波速相同，都产生反射、折射、干涉和衍射[1]。1905 年爱因斯坦在普朗克黑体辐射理论工作的基础上提出假设：频率为 ν 的光，其能量不是连续的，它以一份一份的形式集中在光量子上面，光量子的能量为 $\varepsilon = h\nu$ 。此处 h 为普朗克常数[4]。此后，光的电磁说和量子说并存。

光的电磁说好理解，也未发现宏观光学现象与之发生冲突。光的量子说理解则有困难。光量子到底是什么？它是指一种物理实体(entity)，还是仅仅指一份能量(动量)，它与电磁波又有何关系？这很难把握。爱因斯坦对此也感到左右为难。他曾经说“这个问题足够把他赶进疯人院了”[5]。尽管对光场的量子化已有了量子电动力学并有了重正化理论，但在他逝世前 4 年，也就是在量子电动力学重正化理论提出后 3 年，爱因斯坦又说：“整整 50 年的自觉思考，没有使我更接近于解答‘光量子是什么’这个问题。的确，现在每一个不老实的人都相信，他懂得它，可是他在骗他自己。[6]” 2003 年，在一份纪念兰姆 90 岁诞辰兼讨论光的本性的专集上，量子光学专家 Zajonc 说：“我们对光量子的无知与爱因斯坦当年的情况差不多。”他还说：“光量子是不可捉摸的。”[7]

光量子曾有过几种典型的模型，但都存在着困难：

(1) 粒子模型。此模型常见于各种教科书，尤其是教科书对康普顿效应的量子解释。它认为真空中光量子是带有能量 $h\nu$ 和动量 $h\nu/c$ 的粒子(c 为真空中光速)，是光的基本组元。这可能源自爱因斯坦早期的话：“……，牛顿的光的发射论比波动论包含有更多的东西，因为根据光的发射论，在发射过程中给以一个光粒子的能量，不是扩散到无限的空间之中，而是一直保留下来为一个吸收的基元过程所

用[8]。”此模型可解释康普顿效应，解释孤立的光发射或吸收现象，但难以解释光从真空到电介质的折射[2]。

(2) 光子模型。这是刘易斯(Lewis)在 1926 提出的[9]。它认为光量子是一种新的“原子”，既不是光也不是光辐射的能量，它是光辐射能量的载体，参与光的发射和吸收过程。此模型现在已少用，但光子作为光量子的代名词却广为应用。

(3) 波-粒二象性模型。此模型认为光量子类似于电子，既是波又是粒子：传播时表现出波动性而与带电粒子相互作用时表现出粒子性。它是由玻尔建议的[2]，是互补原理的光学版，但此模型中波的概念比较模糊。这模型中的波开始时被视为经典电磁波[2]，后来又被解释为概率波。如现在解释量子光学现象如双光子纠缠就采用概率波观点[10]。经典电磁波不能解释为概率波，于是描述光的波动性就出现两种波——经典电磁波和概率波。这与电子的情况完全不同。电子不对应着一个有别于概率波的波。光量子与电子的另一个不同点是，电子的概率波遵从薛定谔方程或狄拉克方程而光量子的概率波还未见一般的波动方程。另外，要解释来自不同激光器的光产生的干涉[11]，波-粒二象性模型还得引入另外的假设：光子(光量子)是整个光场系统的归一化模的量子激发[12]。此时的光量子更不类似于电子了。曾有人引入这样一个波函数$\psi = E + \mathrm{i}H$ (E 和 H 分别为电场和磁场强度)，将$|\psi|^2$解释为光量子在空间出现的概率，然后再将麦克斯韦方程改写成$c\boldsymbol{S}\cdot\boldsymbol{P}\psi = \mathrm{i}\hbar(\partial/\partial t)\psi$，其中，$\boldsymbol{P} = -\mathrm{i}\hbar\nabla$，$\boldsymbol{S} = (S_1, S_2, S_3)$，$\boldsymbol{S}_{1,2,3}$为$3\times3$矩阵[10]。此理论可以描述光量子的自旋。但是，约化普朗克常数在方程$c\boldsymbol{S}\cdot\boldsymbol{P}\psi = \mathrm{i}\hbar(\partial/\partial t)\psi$中可以约去，是个伪参数，这是致命伤。另外，方程$c\boldsymbol{S}\cdot\boldsymbol{P}\psi = \mathrm{i}\hbar(\partial/\partial t)\psi$看起来像个量子力学波动方程，但由它不能直接解出$\psi$，因为该方程实际上就是$c\nabla\times\psi = \mathrm{i}(\partial/\partial t)\psi$ (高斯制)。要得到ψ，还得回到原来的麦克斯韦方程。

(4) 奇点模型。此模型将光量子看成是波场中的奇点。典型的有爱因斯坦的“鬼场”模型和德布罗意的双解理论模型。爱因斯坦的“鬼场”模型未有文章发表。德布罗意的双解理论模型则未曾对物理社会产生过显著的影响[2]。奇点模型与波-粒二象性模型不同，前者将光量子看成是波场的特殊点，后者则说光量子有波与粒子两种互补特性。

(5) 波包模型。此模型将光量子看成是一个一个的波包(如电磁波波包)[2]，它可解释光的干涉特别是光的相干时间或相干长度，可是，波包在线性色散介质中会因色散而产生空间展宽。经历长的线性介质后，波包无法维持，光量子将发生崩溃。

(6) 量子电动力学模型。此模型是由狄拉克、海森伯、泡利、约旦、费米和古普塔等发展起来的[2, 3]，是利用正则量子化规则将真空中经典电磁场量子化而得到的[3]。它在描述光与带电粒子相互作用方面取得巨大的成功，可是它仅仅是作为一种假说而被认可的，因为其基本原理包含了若干假设(如正则量子化假设，规范条件不约束正则对易关系假设[3])，不像经典电动力学基本原理那样具有坚实的实验

基础，而且也存着内在的困难——发散困难。虽然发散困难可以用重正化方法绕开[3]，但曾因对重正化理论作出贡献而获得诺贝尔奖的费恩曼却说：“尽管人们用了各种办法，这个理论至今仍未被证明是自洽的；我猜想，重正化在数学上是不合法的[13]。”另外，它在处理电介质中光场量子化问题时遇到了困难，无法像真空情况那样毫无歧义地将光波波矢与光量子的动量联系起来。这个困难源自闵可夫斯基(Minkowski)和亚伯拉罕(Abraham)理论的分歧[14]。对线性各向同性电介质，符合闵可夫斯基动量密度公式的光量子动量为 $nh\nu/c$ (与德布罗意关系 $p=h/\lambda$ 一致)，而符合亚伯拉罕动量密度公式的光量子动量又为 $h\nu/(cn)$ (与德布罗意关系不一致)，这里 n 为折射率[15]。哪个是对的？现无定论，是个难题。可以推想，对双折射介质和非线性介质，光量子动量的描述就更为困难了。对经典电动力学，光场动量密度描述的分歧不会导致太多的困难；而对量子电动力学，光量子动量描述的分歧可就要认真对待了。应该特别强调，量子电动力学并未清楚地说明，光量子是否是粒子；目前也未找到量子电动力学和经典电动力学之间的逻辑联系。

有趣的是，光量子这一概念当初是为了解释光与带电粒子相互作用时表现出的能量、动量不连续性(通常称粒子性)而引进的，可是，一系列过去曾被认为是光的粒子性光辉例证的光与带电粒子相互作用的关键实验现象如光电效应[16]、自发辐射、受激辐射、康普顿效应、兰姆位移[17~19]以及黑体辐射光谱[20]等现在都能用经典或半经典理论(即带电粒子用量子力学描述而光则采用经典电磁场理论描述的理论)进行解释。还有，光子反聚束这一开始认为只能用量子光学理论解释的现象[21]后来也能用经典电磁场理论进行解释[22]。话又说回来，目前对极少数光学实验，经典电磁场理论和量子理论的预言还不能达成一致[23]；有的光学现象，如光子纠缠，还只用光量子图像进行解释[10]。因此，“光量子是什么？”仍是个没有解决的问题， 但现在这一问题的物理背景与当初已大不一样了。

鉴于经典电动力学在描述光的传播方面的成功，爱因斯坦曾尝试从麦克斯韦方程寻找光量子的物理起源[24]，可惜他没有成功。后来他放弃了光的波–粒二象性图像，断言光的波–粒二象性图像只是一条暂时的出路[25]。或许，超声波能给我们以启示。固体中的超声波是一种机械波，其能量量子也为 $h\nu$ [26]。这提醒我们，光本质上可能也只是一种波，光的能量(动量)量子化也只是波的内在属性，与粒子无关。有尝试性理论工作表明，光能量量子化能在经典电磁场理论的基础上辅以统计考虑而导出，结果与量子电动力学的完全相同[27]，但此理论尚待时间检验。总之，光的本性问题尚未解决。

光量子的概念与量子力学有深刻的渊源。量子力学是作为一种假说而存在的。对光的本性的深入研究将毫无疑问地引导我们进入量子力学的本质。光的本性问题研究在历史上曾取得丰硕的成果，催生了量子力学和相对论。近年此问题又引起大家的关注[28~30]。我们期待它的研究将带来更多的新成果。

参 考 文 献

[1] Born M, Wolf E. Principles of Optics, Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of light (5th ed.Vol.1). Oxford: Pergamon Press, 1975: XXI.

[2] Kidd R, Ardini J, Anton A. Evolution of the modern photon. Am J Phys, 1989, 57(1): 27.

[3] Gupta S N. Quantum Electrodynamics. New York: Gordon and Breach Science Pblishers, 1977.

[4] Einstein A. Über einen die erzeugung und verwandlung des lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt(Generation and conversion of light with regard to a heuristic point of view). Ann D Phys, 1905, 17: 132.

[5] Wheaton B R. The Tiger and the Shark. New York: Cambridge Univ Press, 1983: 298-299.

[6] Speziali P. Albert Einstein-Michele Besso Correspondence 1903-1955. Paris: Hermann,1972: 453.

[7] Zajonc A. Light reconsidered. Opt. & Photon, News Trends, 2003, 3 (1): S-2.

[8] Einstein A. On the evolution of our vision on the nature and constitution of radiation. Physikalische Zeitschrift, 1909, 10: 817.

[9] Lewis G N. The Conservation of photons. Nature, 1926, 118(2): 874.

[10] Muthukrishnan A, Scully M, Zubairy M S. The concept of the photon-revisited. Opt & Photon News Trends, 2003, 3 (1) : S-18.

[11] Magyar G, Mandel L. Interference fringes produced by superposition of two independent maser light beams. Nature, 1963, 198: 255.

[12] Scully M, Sargeant M. The concept of the photon. Phys Today, 1972, 25(3): 38.

[13] Feynman R P. QED: The Strange Theory of Light and Matter. Princeton: Princeton Univ Press, 1985: 128.

[14] Leonhardt U. Momentum in an uncertain light. Nature, 2006, 444: 823.

[15] Padgett M, Barnett S M, Loudon R. The angular momentum of light inside a dielectric. J mod Opt, 2003, 50: 1555.

[16] Greenstein G, Zajonc A. The Quantum Challenges. Modern Research on the Foundations of Quantum Mechanics. Boston, MA: Jones & Bartlett, 1997: 22-26.

[17] Nesbet R K. Spontaneous emission in semiclassical radiation theory. Phys Rev A, 1971, 4: 259.

[18] Stroud Jr C R, Jaynes E T. Long-term solutions in semiclassical radiation theory. Phys Rev A, 1970, 1: 106.

[19] Barwick J. Classical theory of radiative transitions. Phys Rev A, 1978, 17: 1912.

[20] Boyer T H. Derivation of the blackbody radiation spectrum without quantum assumptions. Phys Rev, 1969, 182: 1374.

[21] Stoler D. Photon antibunching and possible ways to observe it. Phys Rev Lett, 1974, 33: 1397.

[22] Marshall T, Santos E. Stochastic optics: a reaffirmation of the wave nature of light. Foundations of Physics, 1988, 18(2): 185.

[23] Sulcs S. The nature of light and twentieth century experimental physics. Foundations of Science, 2003, 8: 365.

[24] Speziali P. Albert Einstein-Michele Besso correspondence 1903-1955. Paris: Hermann, 1972:

17-18.
[25] Einstein A. The advent of the quantum theory. Science, 1951, 113: 82.
[26] Tucker J W, Rampton V W. Microwave Ultrasonics in Solid State Physics. Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1972: 33, 89-90.
[27] She Weilong. Light quantum from classical electromagnetic theory. SPIE Conf. Proc., 2007, 6664: 66640A.
[28] Roychoudhuri C, Roy R. The Nature of light: What is a Photon? Opt & Photon News Trends, 2003, 3(整卷).
[29] The Nature of light: What is a Photon? SPIE Conf. Proc., 2005, 5866(整卷).
[30] The Nature of light: What are Photons? SPIE Conf. Proc., 2007, 6664(整卷).

撰稿人：佘卫龙
中山大学光电材料与技术国家重点实验室

光传播中的光谱不变性和偏振不变性

Spectrum Invariance and Polarization Invariance in Light Propagation

光谱分析是一种重要的科学分析手段。在光谱分析中，往往假定通过自由空间传播的光的光谱是恒定不变的，直到 1986 年人们才发现这一被认为理所当然的假定只有在特殊条件下才能成立。1986 年，美国科学家 E. Wolf 首先在理论上证明：只有当光源的光谱相干度满足标度定律(scaling law)时，由该光源辐射的光通过自由空间传播才具有光谱不变性[1]。在此基础上，E. Wolf 于 1987 年研究发现远场光谱相对于光源光谱会产生“红移”的现象，理论上解释了类星体发光的光谱特征[2]。近期的一个重要研究成果表明：具有一定光谱宽度的空间相干会聚球面光波通过光阑衍射之后，在光场相位奇异点附近光谱会发生局部的“红移”或“蓝移”，被称为衍射诱导的光谱变化[3]。

另一方面，通过自由空间传播的光的偏振度曾经被认为是恒定不变的。美国科学家 D. F. V. James 于 1994 年率先指出在自由空间传播的部分相干光的偏振度会随着传输距离而改变[4]。这一发现在学术界引起了较大反响，光束通过自由空间、固定介质、随机介质、光学器件等传播，其偏振度的变化特性成了研究的热门问题。最近 E. Wolf 在其发表的论文中明确给出了自由空间传输光束的偏振不变性必须满足的条件，即光源的垂直电磁光场分量之间必须满足 xx 和 yy 的关联系数相等，且 xy 关联系数为零[5]。

从其不变到变再到不变性条件，人们对光最基本的光谱和偏振特性的研究与认识经历了曲折前进的道路，该过程不仅丰富和完善了光学这一古老而又充满生命力的学科，更反映出人们对真理的追求永无止境。是否还存在更一般化的不变性条件？针对不同的光源和传输环境，不变性条件又将发生怎样的变化？其光谱不变换性与偏振度不变性又有何联系？这些将是物理学或光学学科中尚待解决的科学问题。

参 考 文 献

[1] Wolf E. Invariance of the spectrum of light on propagation. Phys Rev Lett, 1986, 56: 1370-1372.

[2] Wolf E. Non-cosmological redshifts of spectral lines. Nature, 1987, 326: 363-365.

[3] Gbur G, Visser T D, Wolf E. Anomalous behavior of spectra near phase singularities of focused waves. Phys Rev Lett, 2002, 88, 013901.

[4] James D F V. Change of polarization of light beams on propagation in free space. J Opt Soc Am A, 1994, 11: 1641-1643.

[5] Wolf E. Polarization invariance in beam propagation. Opt Lett, 2007, 32: 3400-3401.

撰稿人：赵道木

浙江大学物理系

光波在金属基界面的传播特性

Properties of the Light Wave Propagated at the Metal-Based Interface

1621年发现的Snell定律揭示了光在穿越由不同介质构成的界面时的传播和折射规律。在以后的二百多年间，激发了许多理论模型和解释，直至1873年，才在麦克斯韦方程的基础上，获得理论和实验较好地吻合解释，这就是光在不同透明介质中传播时具有不同速度 v，并取决于折射率值 n，$v=c/n$。然而，问题远未结束，当把Snell定律扩展到强吸收金属基材料中时，未被理解的问题是如此之多，至今仍无任何一种原理和模型能够圆满解释金属基人工微结构的异常光折射现象，如负折射率现象[1~5]，因为结构中包含了太多的次级效应，包括光在穿过微结构界面时发生的微观折射、反射、透射、绕射、衍射、干涉、吸收等现象。为了获得折射角随入射角的变化规律，必须输入微观界面处真实的折射角等参数，这是仍在黑暗中摸索的难题[5]。如已知金属在某波长的复折射率值，仍无任何理论和实验数据可给出金属/介质边界真实折射角的答案，而光在自然界中必须沿实路径而非复数路径传播。目前国际上若干研究小组正致力于理解发生在金属基/介质边界的光的传播行为，这是问题的关键，也是至今未被解决的世界难题。

2008年1月，Shalaev在 *Nature Photonics* 的综述论文中明确指出，至今尚未在光频区发现天然负折射率材料存在[6]；4月，Henri等采用Au-Si_3N_4-Ag的复杂波导结构，在Science上报道了在光频区间接测量到天然材料的负折射实验结果[7]；2008年7月，Martin等在 *Nature Materials* 报道了光频区纯金属发生负折射现象的数值模拟结果，并建议从根本上摒弃折射率的概念，而采用降速因子的名称[8]。这是一场赛跑。为什么这么多科学家对天然折射率的前沿研究如此感兴趣？这不仅是新型金属基光电子器件研究的基础，而且将触及对自然界中更深层次问题的理解。

光在固体中传播速度的实验测量并非是很直接的。如果认为光在物质中的传播速度受折射率控制，其真实的传播速度究竟是等于 c，小于 c，还是大于 c，甚至可为负的？如存在减速和加速因子，那么光在天然材料中被微观带电粒子减速或加速的机制究竟是什么？这些都无现成的理论和明确的答案，也是真正的挑战，都需要通过可靠的理论和实验研究，包括天然金属基材料折射率光学特性的实验测量，才能够为一系列这样的问题找到答案。

参 考 文 献

[1] Shelby R A, Smith D R, Schultz S. Experimental verification of a negative index of refraction.

Sceince, 2001, 292: 77.

[2] Cubukcu E, et al. Electromagnetic wave: negative refraction by photonic crystals. Nature, 2003, 423: 604.

[3] Valanju P M, Walser R M, Valanju A P. Wave refraction in negative index media: always positive and very inhomogeneous. Phys Rev Lett, 2002, 88: 187401.

[4] Garcia N, Nieto-Vesperinas M. Is there an experimental verification of a negative index of refraction yet? Opt Lett, 2002, 27: 885.

[5] Pendry J B. Positively negative. Nature, 2003, 423: 22.

[6] Shalaev V M. Optical negative-index metamaterials. Nature Photonics, 2007, 1: 41.

[7] Henri J L, Jennifer A D, Harry A A. Science, 2007, 316: 431.

[8] Martin W, Gunnar D, Stefan L. Nature Materials, 2007, 6: 476.

撰稿人：陈良尧

复旦大学信息工程学院

固态有机半导体电泵浦激光

Solid Organic Semiconductor Electric Pumped Laser

1987 年，Kodak 公司邓青云利用双层有机异质结制作出效率和亮度都有所突破的有机电致发光器件，引发了有机半导体电致发光的研究热潮。至今，已成功应用于平板显示，并有可能应用到固体照明。至于有机半导体激光，由于有机半导体材料制备成本低，在可见区其发光波长易于调控，因此，固态有机半导体激光尤其是电泵浦下的激光吸引了众多科学家的浓厚兴趣。固态有机半导体光泵浦激光早在 1967 年就已经实现，从那时起，人们就梦想实现固态有机半导体电泵浦激光，但事与愿违，经过几十年的努力，至今未能取得成功。虽然 2000 年 *Science* 报道 Bell 实验室研制成有机固体电泵浦激光，曾引起轰动。可事隔不久，这篇论文被指出造假而撤稿。人们在失望之余，深感有机电泵浦激光确实是个困难的问题。它究竟难在什么地方呢?

困难的根本原因在于：有机半导体通常是非晶或者分子晶体，与无机单晶半导体的导电机制有原则性差异。这导致有机半导体的迁移率比无机半导体单晶低 3~8 个量级。要实现激光，粒子数翻转是必要条件，为此，电泵浦有机固态激光器需要一个很高的注入电流密度来实现粒子数翻转。由于绝大部分有机半导体材料结构脆弱，很难承受这样高的电流密度；而更为棘手的问题是：由于有机半导体迁移率低，大电流密度下有机半导体内的极化子浓度达到非常高的密度。它对光的吸收导致了很高的损耗。另外，高密度极化子的存在，导致激子猝灭，从而大幅度降低了光的增益；再者，由于有机半导体的迁移率很低，电泵浦有机固态激光器的有源区必须做得很薄，通常在 100~200nm 之间，这样，器件的金属电极离发光区很近，造成对发光的强猝灭和吸收。

由于至今未能实现电泵浦固态有机激光器，人们提出了间接电泵浦方案。就是同时制作高功率发光器件和与之紧密相联的光泵浦有机激光器。利用前者发出的强光来泵浦后者，对后者来说虽是光泵浦激光，但从总体来说是电泵浦激光。由于高电流密度只存在于前者之中，对于后者中的光增益没有直接影响，实现激光的难度大大下降。目前已实现以 InGaN 激光器通过聚焦作泵浦的有机激光器(无机-有机半导体杂化间接电泵浦激光器)，但以有机半导体发光管泵浦的有机激光器(全有机半导体间接电泵浦激光器)尚未实现，是正在研究中的问题。

撰稿人：秦国刚
北京大学物理学院

固态介质中的原子相干效应研究

Study on Atomic Coherence in Solid Materials

20 世纪 80 年代末期以来，随着“无粒子数反转激光”(LWI)和“电磁感应透明概念”(EIT)的相继提出[1]，越来越多的国内外学者开始关注原子相干效应并在相关研究中取得了一系列重要进展，从而促进了许多相关交叉学科的发展和进步。原子相干效应通常是指，利用线宽极窄的单频激光与原子(或分子、离子)的某一对能级共振相互作用，进而使这两个能级的态函数发生相位关联。利用这两个能级之间的相干性，我们可以方便地对其中一个能级与第三个能级间的共振光学特性进行有效控制。例如，我们可以实现自发辐射荧光的窄化、增强和选择性淬灭；可以实现极窄频率范围内的吸收抑制和色散增强，从而获得群速度极慢(低于 1m/s)的光脉冲；可以在抑制原子共振频率附近的线性吸收的同时极大地增强三阶光学非线性相互作用；可以实现光信号携带量子信息的存储、读取和相互转换[2]。

进入 21 世纪后，关于原子相干效应研究，人们在理论和实验两个方面均取得了极大的进步。实际上，有关原子相干效应的基本概念和相关物理机制的基础研究已基本成熟，该领域的研究内容正在逐步向应用方面转变。例如，基于原子相干效应的超快光学开关、掺铒光纤中的增益谱平坦和色散补偿、基于共振增强光学非线性的量子相位门[3]等。在这一转变过程中，人们遇到的首要难题就是，如何在结构紧凑、性能稳定、易于集成的固态介质中观测到优良的原子相干效应？一直以来，很多原理性的演示实验均是首先在冷原子云或热原子蒸气中实现的。这是因为在原子气体中粒子之间没有复杂的相互作用，人们很容易就能观测到最佳原子相干效应。目前，尽管人们已在稀土离子掺杂材料和半导体量子阱结构等少数几种固态介质中观察到了基于原子相干效应的现象，但是效果均不十分理想[4, 5]。一个主要原因就是：固态介质中存在着诸如晶格振动和声子散射等多种复杂的退相干机制，为了抑制它们，相关实验必须在极低的温度(一般 10K)下进行才好。而即使在低温环境下，仍有残余的退相干过程部分掩盖了原子相干效应。可见，如何在室温条件下于固态介质中观测到显著的原子相干效应已成为其实用化拓展过程中的一个严重瓶颈。

鉴于原子相干效应研究在传统光通信、光存储、光计算、光网络和新兴的量子信息科学领域的巨大应用前景，我们有理由进一步开展这方面的研究并解决相关技术难题。研究的主要目的：一是继续寻求新的固态介质和新的技术方案，力争在

室温条件下方便地观测到显著的原子相干效应；二是继续探索固态介质中原子相干效应的新应用价值，以进一步拓展其应用范围。我们预期：这方面的研究一旦取得突破，必将导致相关领域的技术进步，从而给人类的生产生活带来极大的便利。

参 考 文 献

[1] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P. Electromagnetically induced transparency: optics in coherent media. Review of Modern Physics, 2005, 77: 633.

[2] Liu C, Dutton Z, Behroozi C H, et al. Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses. Nature, 2001, 409: 490.

[3] Ottaviani C, Vitali D, Artoni M, et al. Polarization qubit phase gate in driven atomic media. Physical Review Letters, 2003, 90: 197902.

[4] Dynes J F, Frogley M D, Beck M, et al. AC Stark splitting and quantum interference with intersubband transitions in quantum wells. Physical Review Letters, 2005, 94: 157403.

[5] Longdell J J, Fraval E, Sellars M J, et al. Stopped light with storage times greater than one second using electromagnetically induced transparency in a solid. Physical Review Letters, 2005, 95: 063601.

撰稿人：高锦岳
吉林大学物理学院

包含地址信息的全光缓存器

The All-Optical Buffer with Address

在光计算机、全光交换机、全光路由器等未来设备中，最关键的器件是全光缓存器，目前关于全光缓存器的研究，无论是光纤型还是慢光型，只能延迟光脉冲的传输时间，不能够像电存储器那样按照地址进行读写，包含地址信息的全光缓存器将成为一个新的难题。

近年来，光作为一种信息载体，已经广泛服务于人类社会。信息技术基本上可以分为信息的采集、传输、处理、存储和显示等五个方面。与电子信息技术相比，光在采集、传输以及显示技术方面，都占据了优势。因为光纤通信的飞速发展，没有人怀疑光通信在信息网络的主流地位。越洋通信、海底光缆已经把世界变得不再遥远。光检测技术以其高精度、高分辨率、无损、非接触等方面的优势，也正成为检测技术的高端产品。绚丽多姿的各种显示屏，把人们带进了美妙的虚拟世界。然而，在存储与处理技术方面，光信息技术却明显的落后，与前 3 种光信息技术明显不匹配。数十年来，人们梦寐以求的光计算机并没有如期出现。光盘因为其读写速度慢，不能作为实时处理的存储器。为了能对光信息进行存储与处理，必须先将光信号变为电信号。这不但丢失了光信号中的相位和偏振信息，而且在转换速率上，人类已经接近了光电转换速率的极限，大约为 100Gb/s。这使得光信息技术的继续发展受到明显的制约，其根本原因就是没有光存储技术。

光子是玻色子，如果不把光子转换为其他形式的能量，理论上说是不可能停下来的，唯一的出路是使光信号延迟一段时间，以便于对高速的光信号进行处理。比如收到一个来自于远方的文件形式的光信息，长度约为 100k 字节，假定线路上的传输速率为 2.5Gb/s，大约 40 μs 就接收完了。但是我们要在 40 μs 内识别这个光信息是否是我所需要的，以便决定是否要接受它，这几乎是不可能的，即使对于主频为 10GHz 的计算机仍然是十分苛刻的要求。如果能把这个时间延缓到毫秒量级，问题就会好解决得多，而且延迟时间的长短必须是由 CPU 根据处理情况可随机控制的。实现这种可以用读写信号控制的延缓光信号时间的器件称为光缓存器。全光缓存器是对高速光信息处理的前提。

目前已经有了许多光缓存器的方案和试验结果，大体分为光纤型和慢光型。光纤型是以延长传输距离来延长传输时间，而慢光型是以延缓传输速度来延长传输时间。无论是光纤型还是慢光型，共性的问题是我们不能够做到在整个数据流中按照人们的要求把某一特定帧缓存，无法进行时序的交换。目前这个方面的研究还属于

空白。

研究最终的目标是希望能够实现存储容量非常大、地址空间非常大、读写速度非常快的缓存器。

参 考 文 献

[1] 吴重庆, 袁保忠. 光速减慢和光缓存技术. 物理, 2005, 34(12): 922-926.
[2] 吴重庆. 光纤型缓存器的研究进展. 半导体光电, 28(5): 60.
[3] 吴重庆. 全光缓存器研究的新进展. 半导体光电, 2005, 26(5): 369-373.
[4] Fu S, Shum P, Zhang L, et al. Design of SOA based dual loop optical buffer with 3X3 collinear coupler: guideline and optimization. J of Lightwave Technology, 2006, 24(7): 2768-2778.
[5] C hang C J, Ku P C, Kim J, et al. Variable optical buffer using slow light in semiconductor nanostructures. Proceedings of the IEEE, 2003, 91(11): 1884-1897.

撰稿人: 吴重庆
北方交通大学物理学院

太赫兹电磁波传输研究中面临的困难

Difficulties in the Research on THz Wave Transmission

作为 21 世纪重点发展科学技术——太赫兹科技的主要技术环节，太赫兹电磁波的传输正受到广泛专注。(太赫兹电磁波的范围为 0.1~10 THz)因为太赫兹电磁波本身的特点和各种材料在太赫兹波段表现出来的特殊的电磁属性，现有的传输结构应用于太赫兹波段遇到了各种困难。金属导线在太赫兹波段的趋肤深度急剧减小，电阻极大，能量的耦合与传输都难以实现。矩形和圆形波导在太赫兹波段要实现单模传输，其尺寸非常小，目前的加工工艺难以实现，尤其难以实现批量、廉价地生产。同轴线要实现太赫兹波段 TEM 模传输同样面临尺寸太小难以加工的困难。微带线则面临加工尺寸小且材料损耗大的问题。而传统石英光纤材料在太赫兹波段损耗很大。用何种材料、何种方式、何种传输结构可以实现低损耗、低色散的太赫兹波传输成为亟待解决的问题。

目前相关领域的学者们做了大量的工作，尝试了各种传输结构在太赫兹波段的可行性。比较受到关注有 G. Gallo 和 S. P. Jamison 等做的圆形和矩形金属波导[1]，他们用的圆波导是普通针管，比较粗糙；而矩形波导则是用钻石切割的工艺在一块铜板上刻槽后再盖上一块铜板。C. E. Collins、R. E. Miles 小组和 John W. Digby、Caroline E. McIntosh 小组分别基于光刻的原理提出了各自的矩形波导的加工工艺[2~3]。这些矩形波导的加工工艺都面临着工艺复杂、难以实现，尤其难以实现批量生产的问题，在尺寸上也有各自的问题。

矩形和圆形波导一般不能用于长距离的电磁波传输上。对于可长距离传输且灵活可弯曲的太赫兹传输结构，以 D. Grischkowsky 为首的研究小组尝试了以下几种材料：单晶蓝宝石光纤[4]，损耗和色散都较大；高密度聚乙烯制成的带状塑料[5]，色散取决于塑料带厚度，损耗也比较大，且不能弯曲；铜板制成的平行板波导[6]，损耗和色散都较好，适用于连接环节，而且在此工作基础上，他们用透明胶粘住两片铜皮[7]，首次实现了可弯曲的太赫兹传输结构，损耗还比较大；同轴线[8]，从他们所制得的同轴线尺寸根据理论计算不可能在他们所实验的频段(0.05~1 THz)实现很好的 TEM 单模传输，他们的实验结果也证明了这点。K. L. Wang 和 D. M. Mittleman 以及 D. Grischkowsky 研究组分别测量了金属导线的传输特性[9~10]，虽然根据他们所测的结果，太赫兹波在金属导线上的传播损耗都很小，但太赫兹波能量的耦合非常困难，而且 D. Grischkowsky 研究组发现金属导线在弯曲时传输性能迅

速下降；D. Grischkowsky 研究组还测试了金属带的传输特性[11]，但损耗比较大，且能量难以耦合。新兴的光子纤维也被用来传输太赫兹波[12]，受到了比较多的关注。

总之，太赫兹电磁波的传输目前尚处于探索阶段，现有的传输结构和方式能否用于太赫兹波段还需要进一步的验证。新的材料和传输结构也在探索当中。

参 考 文 献

[1] Gallot G, Jamison S P, McGowan R W, et al. Terahertz waveguides. J Opt Soc Am B, 2000, 17: 851-863.
[2] Collins C E, et al. A new micro-machined millimeter-wave and terahertz snap-together rectangular waveguide technology. IEEE Microw Guide Wave Lett, 1999, 9(2): 63-65.
[3] Digby J W, et al. Fabrication and characterisation of micro-machined rectangular waveguide components for use at millimetre wave and terahertz frequencies. IEEE Trans Microw Theory Tech, 2000, 48(8): 1293-1303.
[4] Jamison S P, McGown R W, Grischkowsky D. Single-mode waveguide propagation and reshaping of sub-ps terahertz pulses in sapphire fiber. Appl Phys Lett, 2000, 76: 1987-1989.
[5] Mendis R, Grischkowsky D. Plastic ribbon THz waveguides. J Appl Phys, 2000, 88: 4449-4451,.
[6] Mendis R, Grischkowsky D. Undistorted guided-wave propagation of subpicosecond terahertz pulses. Opt Lett, 2001, 26: 846-848.
[7] Mendis R, Grischkowsky D. THz interconnect with low loss and low group velocity dispersion. IEEE Microwave Wireless Comp Lett, 2001, 11: 444-446.
[8] Jeon T, Grischkowsky D. Direct optoelectronic generation and detection of sub-ps-electrical pulses on sub-mm-coaxial transmission lines. Appl Phys Lett, 2004, 85: 6092-6094.
[9] Wang K L, Mittleman D M. Metal wires for terahertz wave guiding. Nature, 2004, 432: 376-379.
[10] Jeon T, Zhang J, Grischkowsky D. THz sommerfeld wave propagation on a single metal wire. Appl Phys Lett, 2005, 86: 161904.
[11] Jeon T, Grischkowsky D. THz Zenneck surface wave THz surface plasmon propa-gation on a metal sheet. Appl Phys Lett, 2006, 88: 06113.
[12] Han H, Park H, Cho M, et al. Terahertz pulse propagation in a plastic photonic crystal fiber. Appl Phys Lett, 2002, 88: 2634-2636.

撰稿人：许伟伟　周　雷
南京大学电子科学与工程系

双复纤维的性能表征及反射率的计算

Performance Characterization and Coefficient Reflection Caculation of the Double Complex Electromagnetic Index Fibers

随着雷达探测技术的不断提高，隐身技术也在不断发展，吸波材料的研究日益受到各国的重视。各国为满足现代吸波材料“薄”、“轻”、“宽”、“强”的要求，都在积极探索新的吸收剂种类和新的吸波机理。目前研究较多的新型吸波材料中，纤维类吸波材料因其具有密度低，填充量少等显著优势，引起了越来越多人的关注。用化学镀或气相沉积工艺对碳纤维预氧丝进行表面处理，在纤维表面形成电磁介质层(磁性金属)，在一根单丝纤维上得到既具有磁损耗(纳米磁性层)又具有电损耗(预氧丝)的纤维，我们称之为“双复纤维”。但是在测量过程中，出现 $\mu'' < 0$ ，而且数值较大，重复又有规律，因此我们有必要认真考虑的问题就是双复纤维的吸波机理、电磁参数有效的表征和测量方法以及怎样进行反射率的设计等。

关于双复纤维的性能表征及反射率的计算这个问题，已引起国内外许多专家学者的注意。程海峰等在碳化硅短切纤维电磁特性改进研究这篇文章中也出现了负的 μ'' [1]；赵东林等在碳纤维及其复合材料的吸波性能和吸波机理中谈到了碳纤维的部分吸波机理[2]；孟辉等在碳纤维/羰基铁粉复合涂层吸波效果及机理分析也叙述了碳纤维的吸波机理[3]；沈国柱等在基于铁氧体和碳纤维的双层复合材料吸波性能研究对反射率进行了测量[4]。然而对它具体的吸波机理，电磁参数为何出现负值的原因和反射率的计算这些问题迄今为止依然缺少完善的理论指导和理论计算预估。

双复纤维的性能表征及反射率的计算是一个有待于进一步研究的难题。主要研究内容有：双复纤维的吸波机理、电磁参数性能的表征及其有效测量方法、反射率的计算与优化设计等。可以从理论和实验两个方面进行研究。研究结果能使理论真正提高其对工程实际问题的指导作用。

参 考 文 献

[1] 程海峰等. 碳化硅短切纤维电磁特性改进研究. 宇航材料工艺, 1998, 2: 55-59.

[2] 赵东林等. 碳纤维及其复合材料的吸波性能和吸波机理. 新型炭材料, 2001, 16(2): 66-72.

[3] 孟辉等. 碳纤维/羰基铁粉复合涂层吸波效果及机理分析. Journal of Materials Protection.

[4] ISSN 1001-1560. 2006, 39(1): 324.
[5] 沈国柱. 基于铁氧体和碳纤维的双层复合材料吸波性能研究. 玻璃钢/复合材料, 2007, 1: 19-23.

撰稿人：顾兆旃
南京大学电子科学与工程系

基于各向异性人工电磁材料的介质导波结构及慢波传播

Slab Waveguide with Anisotropic Metamaterial Cladding and Slow Wave Propagation

人工电磁材料(electromagnetic metamaterial)是一类介电常数张量和磁导率张量各分量可正可负的新型人工复合电磁材料。一般情况下，人工电磁材料的电磁参数呈现出各向异性的特征，而近年来广为人知的左手材料则是其中一种各向同性的特例[1~3]。在现有理论和技术水平下制造各向同性的左手材料是相当困难的，目前实际制备的具有左手性质的人工复合材料严格来说都是各向异性材料[5~7]。各向异性人工电磁材料进一步扩展了左手材料的概念，为研究和开发新型电磁器件提供了更多可能。目前，人工电磁材料已经成为凝聚态物理、电磁学、光学和材料科学等领域的研究热点，世界各国均高度重视其研究和开发[4]。

慢光(slow light)一直是电磁学和光学领域的一个重要问题，尤其是未来全光信息网络对光学延迟线和全光缓存等器件的迫切需求，使得控制光波传输速度已经成为光学领域的一个研究热点。利用左手介质板里电磁波传播速度显著减慢甚至停止的特性，2007 年底，Tsakmakidis 设计了一个渐薄的一维左手介质板波导。入射光进入其中后逐渐减速直至停止，而且不同频率分量停止在不同的位置，形成了一个所谓“被捕获的彩虹”(trapped rainbow)，界面上的反向 Goos-Hänchen 位移是导致光速降低的原因。该工作将人工电磁材料和慢光两个研究领域结合在一起，创造了一种全新的光存储结构。英国《自然》杂志报道了这一令人兴奋的成果[5]，并配发新闻高度评价了该成果的重要意义[6]。

目前现有的人工电磁材料都具有强烈的色散，这使得实际结构与理想模型中的情况存在很大差别；而人工电磁材料的损耗问题更是成为制约人工电磁材料投入实际应用的主要障碍，如果不能避免损耗的影响，实际器件的性能将会受到严重影响。以上研究小组的理论分析，既没有考虑实际材料的色散和损耗对导波的影响，更没有对实际模型进行电磁波全波分析。在从理想模型进展到实际器件的过程中这些问题必须得到解决。

在某些材料参数组合情况下，各向异性人工电磁材料中的介质(或空气)导波结构也可能支持慢波传播[7~8]。由于导波能量主要集中在低损耗的介质(或空气)层里，该波导可具有优良的低损耗特性。充分全面地研究这问题，不仅具有重要的理论意

义，同时也能为未来设计制造实用新型导波器件提供理论和实验基础。

参 考 文 献

[1] Veselago V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of permittivity and permeability. Soviet Physics USPEKI, 1968, 10: 509.

[2] Shelby R, Smith D R, Schultz S. Experimental verification of a negative index of refraction. Science, 2001, 292: 77.

[3] Pendry J B. Negative refraction makes a perfect lens. Phys Rev Lett, 2000, 85: 3966.

[4] Metamaterial special issues. IEEE Tran. on Antenna and Propagation, 2003, 51: (10); Optical Express, 2003, 11(7).

[5] Tsakmakidis K L, Boardman A D, Hess O. ‘Trapped rainbow’ storage of light in metamaterials. Nature, 2007, 450: 397.

[6] Nature news: How to trap a rainbow. http://www.nature. com/news/ 2007/071114/ full/news. 2007. 246.html.

[7] Jiang T, Feng Y J. Guided modes in a planar air waveguide with anisotropic metamaterial cladding. Proceedings of International Symposium on Biophotonics, Nanophotonics and Metamaterials 2006, October 16-18, 2006, Hangzhou, China, 2006: 492.

[8] Tian Jiang, Junming Zhao, Yijun Feng.Stopping light by an air waveguide with anisotropic metamaterial cladding. Optics Express, 2009, 17: 170.

撰稿人：冯一军　姜　田

南京大学电子科学与工程系

母配分系数递推关系的破解

Solve the Recurrence Relation of the Fractional Parentage Coefficients

多体理论在解释多体系统方面已取得很大成功。另一方面少体理论则只适用于粒子很少的系统。对于介于两者之间的系统 (粒子数在十到千之间，暂称介体系统) 理论上办法不多而有待发展。

目前科研的走势表明介体系统以后会受到较大的重视。如一些知名实验室表现出对含较少粒子的凝聚体的兴趣[1, 2]。因为这些系统对可控外在因素的反应有可能比大量粒子系统更敏感，某些物理性质 (如自旋演化中的周期性和自相似行为) 可能更为突出。因而从量子调控的观点来看可能更有利用价值。

传统的多体理论不完全适用于介体系统。是否可推广少体理论中的一些方法呢？少体系统的波函数均具有严格的对称性，严格按对称群的表示变换。而少体问题的量子力学计算主要涉及单体算符 (如动能或外场能) 和两体算符 (如相互作用) 在波函数之间的矩阵元。解决的办法是把特定子系统 (如由第一和第二粒子组成) 的波函数从总波函数中抽出来，使之成为一个展开式。式中的系数称为母配分系数。只要有了母配分系数，有关矩阵元的计算是轻而易举的。这一系数于 1934 年由 Bacher 和 Goudsmit 首先提出[3]。几十年来这一系数被广泛地成功应用于对少体系统的计算，包括分子、原子、原子核等系统。成为解决少体理论问题的重要工具。

这一系数并无一般的解析表示，需要根据递推关系一步步求得[4]。当粒子数稍多，关系式就会变得极为复杂而推不下去了。因而历来只能应用于少体系统。要摆脱这一限制就需要破解递推关系，求得解析表示。一旦求得解析表示，应用于介体系统是不成问题的。这就有可能给介体理论带来一种新的可能是很有效的工具，从而推动这一领域的发展。

对于具有各种自旋为整数或半整数的粒子，目前只有自旋为 1 的玻色子的总自旋本征态的母配分系数的递推关系被破解[5]。这恰是相对较容易的情况。目前只在个别情况下(如玻色系的 Fock 态，以及自旋为 1 的玻色子系统的总自旋本征态[5]) 其母配分系数有解析表达式，其他各种情况下的递推关系的破解是很难的。但考虑到很有可能要面对各种各样的介体系统，而母配分系数的解析表示会推动介体理论的发展，这方面的努力是值得的。

参 考 文 献

[1] Albiez M, et al. arXiv: cond-mat/0411757v2, 2004.
[2] Zhang W, et al. Phys Rev A, 2005, 72: 013602.
[3] Bacher F, Goudsmit S. Phys Rev, 1934, 46: 948.
[4] Sun H Z, Zhang M, Han Q Z. et al. J Phys A: Math. Gen, 1989, 22: 4769
[5] Bao C G, Li Z B. 中山大学学报//自然科学版, 2004, 43: 70; Phys Rev A, 2005, 72: 043614.

撰稿人：鲍诚光

中山大学物理系

关于得到高维可积模型的一个新猜想

On a New Conjecture to Find Higher Dimensional Integrable Models

为了描述变化万千的实际的自然界，人们建立了大量的非线性数学物理模型。为了从这些模型得到有用的信息，需要求解这些模型。由于求解非线性问题的困难性，人们通常做线性化近似来求解线性方程。然而通常线性化结果不能很好地正确地描述本质上非线性的物理问题。随着线性科学的成熟和计算机科学的迅猛发展，人们处理求解非线性问题的能力越来越强。在非线性问题的求解过程中如何把可积的、可解的模型从众多的非线性问题中分离出来，或者如何用可积、可解的非线性模型来求解实际的非线性问题成为非线性数学物理的最重要问题之一。

在低维时空(一维时间，一维或两维空间)的情况下人们已经在不少评论文章或专著中列出了大量的可积模型(如文献[1])， 而且这些模型应用到了几乎所有的自然科学领域，特别是物理学的所有分支。大量的自然现象和规律都可以用这些可积模型的基本非线性激发模式来描述。如可积系统的最基本激发模式是孤立子，孤立子或孤立波可以描述构成物质的各种基本粒子；可以描述宇宙、星系、天体；可以描述各类天体上发生的各种现象如木星的大红斑旋涡，神经元轴突上传递的冲动电信号；大气中的台风、龙卷风；雪灾、洪涝和干旱相关的大气阻塞；激光在介质中的自聚焦；物种的相对稳定、财富和权力的相对稳定、文化习俗和政治制度的相对稳定等。

实际的物理世界是高维的，至少具有 3 维空间和 1 维时间。然而寻求高维的可积模型遇到了极大的困难，寻找高维可积模型成为非线性科学发展中的一大少有进展的难题。为解决这一难题国内外同行作出了不少努力。其中有一个重要的思想类似于“全息术”：从一个低维的可积系统得到高维的可积模型。如从低维完全可积梯队得到高维条件可积模型[2]；将低维强对称作用到额外维平移对称得到更高维的破裂孤子方程[3]；复化低维可积模型的原时空变量的到额外维[4]；利用低维可积系统的关于额外维相关的共形不变展开得到同时具有共形不变性和潘勒韦性质的高维可积模型[5]等。

根据一些已知的特殊现象，这里提出下述新的从低维可积模型得到高维可积模型的猜想：

如果

$$P(D_x, D_t)F, G = 0, Q(D_x)P(D_x, D_t)F, G = 0 \tag{1}$$

是一个可积模型，则

$$P(D_x,D_t)F,G=0,\quad R(S)P(D_x,D_c)F,G=0 \tag{2}$$

可能是一个可积模型。其中，P, Q 是所示变量的多项式，R 是 S 的待定的多项式，很多情况下 R 与 Q 有相同的函数形式，D_x, D_t 是广田算子，定义为

$$P(D_x,D_t)F,G\equiv P(\partial_x-\partial_{x'},\partial_t-\partial_{t'})F(x,t)G(x',t')|_{x'=x,t'=t} \tag{3}$$

S 可以是额外维相应的广田算子，超对称的广田算子，离散广田算子，甚至是 q 形变的非对易的广田算子。

文献[6]给出了 7 个简单的成功例子。这 7 个例子中 R 与 Q 都有相同的线性形式，且

$$R(S)=D_y \text{ 或 } R(S)=A, \tag{4}$$

其中，A 为超对称双线性算子。

问题：猜想的正确性如何证明？$R(S)$如何确定？如果猜想不成立，应附加什么样的条件使得猜想成立？这个问题的解决对数学物理和非线性科学的基础理论研究有重要意义。

参 考 文 献

[1] Ablowitz M J, Clarkson P A. 1991 Solitons Nonlinear Evolution Equations and Inverse Scattering. Cambridge: Cambridge University Press, 1991.

[2] Jimbo M, Miwa T. Publ Res Inst Math Soc. Kyoto Univ, 1983, 19: 943.

[3] Bogoyovlenskii O I. Usp Mat Nauk., 1990, 45: 17.

[4] Fokas A S. Phys Rev Lett, 2006, 96: 190201.

[5] Lou S Y. Phys Rev Lett, 1998, 80: 5027.

[6] Li J H, Lou S Y. Chin Phys B, 2008, 17: 747.

撰稿人：楼森岳　李金花

宁波大学理学院

Yangian 表示论与求解非线性模型

Representations of Yangian and Exact Solution of Nonlinear Models

许多低维量子可积模型是严格可解的。一次量子化的具有 δ 函数作用势的玻色、费米系统早已被杨振宁先生解出。而上述玻色系统等价于二次量子化的非线性 Schrödinger 模型(NSE)。NSE 是 XXX 链模型的连续极限，XXX 链已有许多种解法。从低维场论观点，二次量子化 XXZ 链模型可以通过杨振宁-Baxter 方程(YBE)相关的量子反散射方法，引入 Bethe Ansatz 求解。一维 Hubbard 模型也早为 Lieb-吴法岳解出。上述模型都有近邻相互作用性质。在长程互作用方面，连续模型有 Calogero-Sutherland 模型，链模型有 Haldane-Shastry 模型等，他们的能谱也早已解出。

如果我们换一种思考方式讨论求解非线性模型能谱问题,即从通常量子力学角度出发，能够走多远呢？力学问题核心是找到对称性，它通常用群论来描述。对李群而言，就是看哈密顿量存在何种李代数对称性。最典型的是氢原子问题。当了解到，氢原子哈密顿量具有 SO(4)对称性的时候，便可决定出它的能谱 E~n^{-2}(n 为正整数)，因为 SO(4)基本上是氢原子的全部对称性，注意氢原子是典型的线性系统。对一般量子力学系统，如一维 Hubbard 模型，杨振宁和张守晟发现，也存在 SO(4)对称性。由于 SO(4)~SO(2) × SO(2)，其中一个 SO(2)是局域的，而另一个则是整体的。利用这种 SO(4)对称性，Korepin 及其合作者讨论了 Hubbard 模型的解的集合。

由 YBE 出发，Faddeev 学派提出了 RTT 关系，从而引出了新型代数结构。而 Drinfeld 提出了量子群。当 YBE 方程的解是三角的(单周期)时，它给出了 q 变形的量子代数，而当解为有理时，引出的代数称为 Yangian。Yangian 是李代数的推广。以 SU(2)为例,它有 6 个独立生成元,其中 3 个就是通常 SU(2)李代数生成元(向量),而另 3 个则为张量形式,即,$\boldsymbol{Y}=\{\boldsymbol{I},\boldsymbol{J}\}$ $[I_i,I_j]=\mathrm{i}\epsilon_{ijR}J_R$, $[I_i,J_j]=\mathrm{i}\epsilon_{ijR}J_R$,以及$[J_3, [J_+, J_- J]= \lambda^2/4 (I_+J_- - J_+I_-)I_3$ ($J_\pm=J_1\pm \mathrm{i}J_2$, λ 为含于 $\boldsymbol{J}$ 中的任意参数)。简记为 Y(SU(2))。有关 Y(SU(2))的表示论已原则上由 Chari-Pressley 建立了。

现在已知，一维 Hubbard 模型、Haldane-Shastry(H-S)模型、二分量 NSE 等均具有 Yangian 对称性，即[H,$\boldsymbol{Y}$(SU(2))]=0。

问题：可否借助 Yangian 表示论，把一维 Hubbard 模型 H-S 模型的谱解出来？这是个长时间没有解决的课题。作为初步的检验，已经证明，氢原子也具有 Yangian 对称性，而且通过 Yangian 表示论也可解出氢原子能谱。这表示，线性模型中已有

特例预示这条路不会错。同时，在特定参数选择时，Y(SU(2))可蜕化到 SO(4).如何借助 Yangian 表示论，独立解出一些非线性模型的谱，是个有兴趣的课题。

参 考 文 献

[1] Jimbo M. Yang-Baxter Equation in Integrable System. Singapore: World Scientific, 1990.
[2] Haldane F D M. Phys Rev Lett, 1988, 60: 635.
[3] Shastry S. Phys Rev Lett, 1988, 60: 639.
[4] Uglov D B, Korepin V E. Phys Lett A, 1994, 190: 238.
[5] Chari V, Pressley A. A guide to Quantum Groups. Cambridge: Cambridge University Press, 1994.
[6] Bai C M, Ge M L. J Stat Phys, 2001, 102: 545.

撰稿人：白承铭　葛墨林
南开大学陈省身数学所

Navier-Stokes 方程和 Euler 方程的与自然灾害相关的环流解

Circulation Solutions Related to Natural Disasters for the Navier-Stokes and Euler Equations

流体系的基本运动方程是 Navier-Stokes 方程，忽略黏性后即为 Euler 方程。台风、龙卷风、旱涝及 2008 年 1 月的雪灾都与大气环流异常有关。因此寻求惯性系和非惯性系中的 Navier-Stokes 方程和 Euler 方程的环流解对这些自然灾害的研究具有至关重要的意义。

全球气候变化背景下，全球范围的灾害性天气、气候事件特别是台风的影响和破坏日趋严重[1]。2005 年的飓风 Katrina 几乎毁灭了美国一个城市(新奥尔良)，造成 1300 多人死亡，直接经济损失超过 1 千亿美元。2005 年中国的自然灾害造成了 1856 亿元的损失，其中台风造成的直接经济损失约为 787.8 亿元人民币；1998 年长江流域的特大洪水造成了逾 2000 亿元的直接经济损失；2006 年川渝地区 50 年一遇的特大干旱光给重庆市和四川省就造成了 150 亿元的直接经济损失； 2008 年初我国的雪灾也造成了逾 600 亿元的直接经济损失。所有这些灾害都与大气环流异常相关。

目前与异常大气环流相关的自然灾害的研究任务主要由气象学家来担任。虽然有很多关于自然灾害的研究，但由于大气环流系统本身是个复杂的非线性系统，非线性混沌特性导致常规天气预报的预报时效一般不超过一周，更长时间尺度的气候的可预报性问题也引起越来越多科学家的研究兴趣，但由于大气和气候的非线性动力学理论研究方面进展缓慢，气象学家们迫切希望有数学物理学工作者的积极参与，从而使得在灾害形成机理和减灾防灾的研究上有本质的进展。这些基础研究对减灾防灾，提高人民生活水平具有非常重要的学术和现实意义。

显然异常大气环流体系是一个大范围的非惯性系(需要考虑地球自转)中的流体体系。惯性系中的流体体系的基本方程是 Navier-Stokes(NS)方程。因此数学家和物理学家深信，无论是微风，还是台风都可以通过理解(惯性系和非惯性系中的)NS 方程的解，来对它们进行解释和预报。虽然惯性系中的 NS 方程的求解是著名的新千年百万美元悬赏的国际难题(Clay 第六问题)[1]，对物理学家来说这个问题一定有解，因为这些灾害及灾害相关的异常大气环流确实在不断地发生着。

对于大气而言，黏性是非常小的。在忽略黏性的情况下，(惯性系中的) NS 方

程成为 Euler 方程。Euler 方程的求解是一个非常经典的问题，传统的流体力学教科书上已有不少特解。然而要得到具有各种异常环流基本特征的解仍是困难的问题。文献[3]利用新对称群方法和二维 Euler 方程的弱 Lax 对[4]，找到了二维 Euler 方程的具有丰富环流特征的严格解析解。但是不少灾害相关环流系统，如台风和龙卷风有明显的三维特征，三维 Euler 方程的具有三维台风基本特征的解的寻求尚未解决。

对于台风，旱涝等灾害相关的异常大气环流是大尺度的天气现象，地球自转的效应需要考虑，考虑地球转动后的 Euler 方程修改为正压或斜压位涡方程[5]。虽然已经找到一些二维 Euler 方程的具有丰富环流特征的解，正压位涡方程的弱 Lax 对也已经找到[4]，但是正压和斜压位涡方程的环流解尚未得到。因此提出下述问题：

如何解析和数值地求出惯性和非惯性系中的Navier-Stokes方程和Euler方程的环流解并描述各种异常灾害性天气气候？

这个问题的解决无论对数学物理和大气科学的基础理论研究还是对人类的生存发展都具有非常巨大的意义。

参 考 文 献

[1] Emanuel K. Nature, 2005, 436: 686.
[2] Fefferman C L. http://www.claymath.org/millennium/Navier-Stokes_Equations/Official_Problem_Description.pdf.
[3] Lou S Y, Jia M, Tang X Y, et al. Phys Rev E, 2007, 75: 056318.
[4] Li Y G, Yurov A V. Stud Appl Math, 2003, 111: 101.
[5] Pedlosky J. Geophysical Fluid Dynamics. New York: Springer, 1979.

撰稿人：楼森岳[1] 黄 菲[2]
1 宁波大学理学院
2 中国海洋大学海洋环境学院

粘接界面特性及粘接强度超声定量无损评价

Ultrasonic NDE of Adhesive Interface and Its Bonding Strength

粘接工艺是现代工业尤其是国防工业越来越广泛采用的工艺技术,其中包括金属/金属、金属/非金属、非金属/非金属等各类粘接结构。粘接构件、复合材料、薄膜和涂层等广泛地应用于航天航空飞行器、光学元件、滤波器、传感器、太阳能等制备上，如航天器的绝热陶瓷/机体、固体火箭发动机壳体/绝热层/包覆层/药柱、飞机蒙皮/衬层/蜂窝/机体、反应堆核元件包覆层/过渡扩散层/铀芯、油井固井水泥套管/水泥层/地层等。由于粘接层界面脱粘、粘接强度未能达到设计要求或在使用过程中粘接强度降低而引发的各种灾难性事故时有发生,如美国哥伦比亚号航天飞机在发射升空时受到泡沫塑料撞击, 绝热陶瓷片大面积脱落, 返回时酿成机毁人亡的惨剧, 事故原因是绝热陶瓷片与机体之间粘接强度不够。由于问题的复杂性和困难性, 粘接质量的检测与评价技术多年进展缓慢, 已经在一定程度上制约了粘接工艺的应用。有关粘接质量的定量无损评价方法和技术, 已成为普遍关心而且多年来一直未能解决的科研难题。

有关粘接强度的超声定量无损评价，困难主要来自两个方面[1]：首先，粘接强度与声学物理参量之间一般只存在统计性相关的关系而非直接性关系,建立这种相关性关系十分困难；其次，粘接强度取决于粘接层内聚强度和界面粘附强度[2]，前者主要与粘接层的密度、弹性模量、厚度及界面含有裂纹、孔隙和夹层等状态有关,比较容易用物理参数描述[3, 4]，但这些线性范围的物理参量往往是与塑性范围内的断裂强度无法从理论上建立直接关系[5~7]。对于后者，黏附强度主要取决于界表面的处理和物理化学性质，这种粘附应力的作用范围仅在界面附近几十至数百纳米，目前还难以用物理参量描述。

根据现代的粘接理论，粘接强度主要由界面上不同材料分子之间形成的黏附(adhesion)强度和不同种材料分子之间相互作用形成的内聚(cohesion)强度组成。粘接机理的唯象理论主要包括：吸附理论(adsorption theory)、化学键键合理论(chemical bonding)、扩散理论(diffusion theory)、静电理论(electrostatic attraction theory)、机械互馈理论(mechanical interlocking)、弱边界理论(weak boundary layer)等。然而，上述机理中没有一个能完全解释粘接强度、失效机理等粘接现象。对特定的粘接情况，一般都可能有多个机理同时起作用。可以说，到目前为止，材料粘接连接的真正微观机理还是模糊不清的,这就进一步增加了其对粘接强度的定量评

价方法和技术研究的难度。也正因为如此，该项工作既是国防和经济建设的需要，又是学科发展前沿尚未解决的难题。

参考文献

[1] Barcohen Y, Mal A K, Yin C C. Ultrasonic evaluation of adhesive bonding. J Adhesion, 1989, 29: 257-274.

[2] Guyott C C H, Cawley P, Adams R D. The non-destructive testing of adhesively bonded structure: a review. J Adhesion, 1986, 20: 129-159.

[3] Guyott C C H, Cawley P. The ultrasonic vibration characteristics of adhesive joints. J Acoust Soc Amer, 1983, 83: 632-640.

[4] Lavrentyev A I, Rokhlin S I. Ultrasonic spectroscopy of imperfect contact interfaces between a layer and two solids. J Acoust Soc Amer, 1998, 103(2): 657-664.

[5] Rokhlin S I, Hegets M, Rosen M. An ultrasonic interface wave method for predicting the strength of adhesive bonds. J Appl Phys, 1981, 52: 2847-2851.

[6] Lowe M J S, Challis R E, Chan C W. The transmission of Lamb waves across adhesively bonded lap joints. J Acoust Soc Amer, 2000, 107(3): 1333-1345.

[7] Gachagan A, Hayward G, et al. Generation and reception of ultrasonic guided waves in composite plates using conformable piezoelectric transmitters and optical-fiber detectors. IEEE Trans UFFC, 1999, 46(1): 72-81.

撰稿人：李明轩
中国科学院声学研究所

噪声对人烦恼的作用机理和模型

The Mechanism and Model of Annoyance Caused by Noise

现有生理和心理声学研究已经取得了很大的进展,但噪声使人感到烦恼的机理还不完全清楚。例如,人们还不完全清楚为什么人对频谱特性相近的噪声和音乐的感受完全不同。目前已经知道了人耳的构造并初步建立了人类听觉系统信息处理模型，发现了人类听觉的掩蔽效应(当人同时听到两个声音时，其中一个声音的感受会因为另一个声音的干扰，使该声音的听阈提高)并建立了掩蔽效应模型，得到了人耳的听阈和能感知到的相位和幅度最小变化并建立了相应模型,得到了等响度曲线并建立了相应模型,还对尖锐度、粗糙度和空间感等进行了研究并建立了相应的模型[1~2]。

图 1 为国际标准 ISO226 规定的等响曲线。以图中 60 方(Phon)等响曲线为例，20 Hz 的约 100 dB 声压级的声音，1000 Hz 的 60 dB 声压级的声音和 4000 Hz 的约 52 dB 声压级的声音响度一样。这表明人感受到的响度不仅和噪声的大小有关，而且还和噪声的频率特性有关。该等响曲线被用来对测得的噪声频谱加权，形成了所

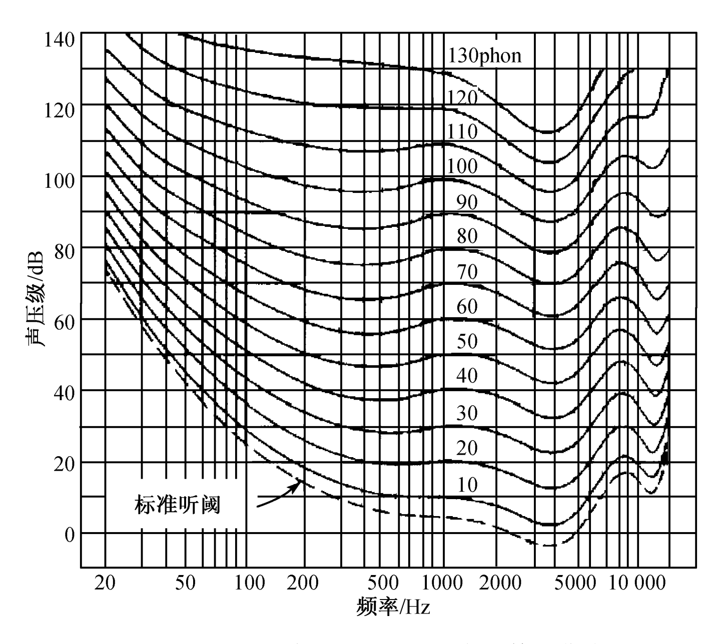


图 1　国际标准 ISO226 规定的等响曲线

谓的 A 计权声级，被用在很多国家的法规中对噪声进行评价和管制。但人们已经发现，一些场合噪声的 A 计权等效声级和人们主观感受差别较大。例如，2007 年，瑞典对某地区 1953 人进行的社会声学调查发现：当大于 59dB 后，同样 A 计权等效声级大小的铁路和公路混合噪声显著地比单一铁路或公路噪声使人感到烦恼[3]；2008 年,加拿大对 2565 人进行的社会声学调查发现人对交通噪声的烦恼度和性别、年龄，受教育程度等都有关系[4]。因此，需要从生理和心理声学方面研究噪声对人的作用机理，探索噪声使人感到烦恼的原因，建立一个能准确地描述噪声烦恼程度的模型。

本问题是:噪声使人感到烦恼的机理是什么？能否建立一个准确的模型来描述它。该问题属于心理声学、生理声学和噪声控制领域，其解决在噪声控制、听觉保护、民用家电汽车等产品声学设计、工作生活声环境设计等方向有广泛的应用[5~6]。

参 考 文 献

[1] Fastl H, Zwicker E. Psychoacoustics: Facts and Models. 3rd ed. New York: Springer, 2006.

[2] Moore B, C J. An Introduction to the Psychology of Hearing. 5th ed. New York: Academic Press, 2003.

[3] Michaud D S, Keith S E, McMurchy D. Annoyance and disturbance of daily activities from road traffic noise in Canada, The Journal of the Acoustical Society of America. 2008, 123(2): 784-792.

[4] Öhrström E, Barregård L, Andersson E, et al. Annoyance due to single and combined sound exposure from railway and road traffic. The Journal of the Acoustical Society of America, 2007, 122(5): 2642-2652.

[5] Sato S, You J, Jeon J Y. Sound quality characteristics of refrigerator noise in real living environments with relation to psychoacoustical and autocorrelation function parameters. The Journal of the Acoustical Society of America, 2007, 122(1): 314-325.

[6] Nilsson M E, Berglund B. Noise annoyance and activity disturbance before and after the erection of a roadside noise barrier. The Journal of the Acoustical Society of America, 2006, 119(4): 2178-2188.

撰稿人：邱小军

南京大学声学所

亚表面成像的扫描探针声显微技术

Scanning Probe Acoustic Microscope for Subsurface Imaging

随着纳米技术的迅速发展，许多高新技术领域中具有重要应用潜力的材料及器件正朝着纳米尺度方向日趋微型化和集成化。在纳米尺度上，材料及器件的性能和行为与其结构形态的完整性、稳定性紧密相关，即不仅与材料和器件的表面结构有关，而且还与它们的亚表面结构和性能息息相关。因此，材料纳米尺度上性能的原位表征及亚表面结构的无损评估，是纳米科学中的一个极为重要的研究领域。

声成像是由于介质中声学特性的差异而产生像反差的成像技术。它不仅可以得到试样的表面像，还可以得到不透明试样的内部力学像。但是在传统的声成像技术中，由于声衍射效应，限制了声成像的分辨率的提高。

扫描探针声显微镜(SPAM)是近年来迅速发展的新的介观成像技术，它的近场成像特性，使像的分辨率可以突破波长的限制而获得高分辨，实现纳米级空间高分辨率的声成像。扫描探针显微镜(SPM)是当前开展材料纳米尺度结构和性能研究的主要手段。扫描探针声显微术是在 SPM 系统中再加入声的激励系统，通过试样与声波的相互作用引起近场声波特性的改变，实现材料表面及亚表面微区力学特性的成像检测。根据声振动的引入方式，SPAM 的工作模式目前大致可分为三类。第一类是在探针上施加超声振动[1,2]；第二类是在试样上激发振动，而探针在试样表面检测[3,4]；第三类是在试样和探针上施加频率略有差异的超声振动，利用差频信号成像[5]。这些实验结果都初步证实了 SPAM 是一种有效的获得材料表面和亚表面微区力学特性的成像技术。

SPAM 成像技术是新开发的成像技术，它的成像理论和实验需进一步发展和完善。为了深刻理解和正确解释 SPAM 像的物理意义，需要对 SPAM 的表面，尤其是亚表面成像机理进行深入的研究，进一步开展 SPAM 亚表面的信号激发机理，像的反差机理和分辨率的理论和实验研究[6, 7]，探索亚表面成像目标附近的声波的近场特性。建立更合理的探针—试样表面之间的作用力模型，寻求 SPAM 像的反差与材料的力学参量，探针特性，施加的声振动的方式，声波的振幅与频率等之间的内在联系，进一步提高 SPAM 的成像分辨率和亚表面成像能力。

参 考 文 献

[1] Eling V B, Gurley J. US Patent, 1993, 5(226): 801.

[2] Kester E, et al. Measurement of mechanical properties of nanoscaled ferrites using atomic force microscopy at ultrasonic frequencies. NanoStructuted Materials, 1999, 12: 779-782.
[3] Kolosov O V, et al. Imaging the nanostructure of Ge islands by ultrasonic force microscopy. Phys Rev Lett, 1998, 81(5): 1046-1049.
[4] Rabe U, et al. Evaluation of the contact resonance frequencies in atomic force microscopy as a method for surface characterization (invited), Ultrasonics, 2002, 40: 49-54.
[5] Shekhawat G S, Dravid V P. Nanoscale imaging of buried structures via scanning near field ultrasound holography. Science, 2005, 310: 89-92.
[6] Johnson K, Kendall K, Roberts A D. Proc R Soc London Ser A, 1971, 324: 301.
[7] Sean A Cantrell, J H Cantrell, Peter T Lillehel, et al. Nanoscale subsurface imaging via resonant difference-frequency atomic force ultrasonic microscopy. J Appl Phys, 2007, 101(11): 114324

撰稿人：钱梦騄
同济大学声学研究所

声致发光的发光机制

The Mechanisms of Solonuminescence

液体中的气泡在一定声场的驱动下可以稳定悬浮并周-期脉动。在坍缩相，气泡在皮秒的量级上产生百万的体积压缩比和高温高压。当驱动声压足够大，能量积聚导致气泡发光，称为声致发光[1]。在适当的驱动情形下，声致发光气泡可以保持球状，非线性振动可以精确重复百万或上亿周期。这样的动力学稳定性使气泡周期性发光，将声能转化成光能。声致发光及其空化效应在化学反应[2~4]，超声清洗[5~6]，生物管道传送[7~8]，医学治疗[9]等方面都有非常重要的应用前景。

但是，声致发光中的“光”到底从何而来呢？要发出可见光，必然有原子，离子或分子被从基态激发出几个 eV 的能量，而对应于 1atm 的声压仅仅带有每个粒子 10^{-11}eV 的能量密度，与粒子激发所需的能量之间的量级差高达 10^{12}。因此，当声致发光发生时，所需的能量是仅仅通过气泡急剧坍缩过程中对泡内气体的加热就足以达到的吗？还是另有其他机制？自从多泡声致发光以来，出现了很多描述发光机制的理论。基本可以将它们划分成两部分：

(1) 电荷发光认为是分离的电荷之间放电产生光。

(2) 热发光是根据 Rayleigh-Plesset 气泡动力学用体积压缩比计算出泡内温度(10000K)。很多实验更偏向于热发光的理论。之后，人们通过对光脉冲宽度的实验测量进一步将发光机制缩小范围，实验发现光脉冲的宽度比气泡动力学计算出来的结果要窄，因此提出了冲击波理论。其中提到的不同波段的光脉冲宽度并无可测的差异，这一试验结果与基于热发光理论所提出的黑体辐射理论[20]相抵触。黑体辐射的存在必然要求做如下假设：① 热平衡必须在气泡坍缩的瞬间完成；② 气泡为黑体，能很好地吸收各个波长的电磁辐射。实际上，泡内温度的计算有几个不确定因素，包括水-蒸汽在极端高温下的化学反应速率未知；如何分离泡内不同种类的物质等。这些问题都关系着我们对于声致发光机制的探索。此外，在实验中观察到声致发光光谱中有金属离子的谱线，它们到底来自何处？是金属离子在坍缩瞬间进入泡内，还是泡外的液体也参与到了发光过程中？这些问题迄今为止仍然没有定论。

参 考 文 献

[1] Brenner M P, Hilgenfeldt S, Lohse D. Single-bubble sonoluminescence. Rev Mod Phys, 2002, 74(2): 425-477.

[2] Barber B P, Putterman S J. Observation of synchronous picosecond sonoluminescence. Nature, 1991, 352: 318-320.
[3] Marinesco N, Trillat J J. Action des ultrasons surles plaques photographiques. Proc R Acad Sci, 1933, 196: 858-860.
[4] Noltingk B E, Neppiras E A. Cavitation produced by ultrasonics. Proc Phys Soc London Sect B, 1950, 63: 674.
[5] Suslick K S. Sonochemistry. Science, 1990, 247: 1439-1445.
[6] Gompf B, Gunther R, Nick G, et al. Resolving sonoluminescence pulse width with time-correlated single photon counting. Phys Rev Lett, 1997, 79: 1405-1408.
[7] Barber B P, Hiller R A, Löfstedt R, et al. Defining the unknowns of sonoluminescence. Phys Rep, 1997, 281: 65-143.

撰稿人：屠　娟　陈伟中
南京大学声学所

声逆散射问题

Acoustical Inverse Scattering Problems

声逆散射问题是目前重要的研究课题之一，具有重大的科学意义和应用价值。在逆散射问题中，人们总是通过测量到的散射体外部的信息来逆推散射体的位置、形状或内部结构。这一问题在自然界中早就有很好的例子：蝙蝠就是通过接收自己发出的超声的回波来“看”清障碍物的。而人们对这一问题却一直缺乏足够的认识，直到二次大战时,雷达和声呐的成功应用才使科学家开始考虑能否得到更多地被探测物体的信息，除了位置，如形状甚至是内部结构。从那时起，真正的逆散射研究才开始起步。到 20 世纪 60 年代中期，Tikhonov 提出了正则化方法和计算机的广泛应用，使得这一问题的研究进入了一个崭新的阶段。根据散射场性质的不同，逆散射问题可以分为电磁逆散射问题和机械波逆散射问题两大类。而声逆散射问题是机械波逆散射问题中的重要内容，它应用范围极广，如人体内部病变的诊断，生物体内信息的无损提取，地下矿藏的勘察，地震预报，各种材料的疲劳或损伤探测以及声呐和水下成像等。

声逆散射问题的主要研究内容是各种实际问题中的物理和数学模型的建立及算法实现。具有实际应用价值的声逆散射问题，至今尚无确切的物理和数学模型。国际上大都采用建立在正散射模型基础上的近似方法，如逆散射微扰论[1,2]、形式参数展开法[3,4]、逐步迭代泛函极值模型[5~8]、共轭空间方法[9, 10]、正则化方法[11]等。但这些方法在应用中都存在严重问题，要么对散射体要求苛刻，仅适用于散射体尺寸较小或散射强度较弱的情况；要么计算量大，甚至出现混沌。另一个思想是建立真正的逆散射模型，即建立以散射体结构函数为表征量的物理和数学模型。但目前这方面的研究仅仅停留在一维情况，离实际应用相差甚远。如何建立实用的二维、三维模型，是声逆散射问题的关键所在。这主要要解决好几个关键问题：首先是如何正确认识和区别正、逆散射问题，在充分研究正散射模型的基础上逐步建立声逆散射问题完整的数学物理模型；其次是如何根据实际情况，针对具体问题建立适合的声逆散射模型，这包括深入研究声波与散射体的相互作用机制，根据实际情况选择适合的补偿参数和物理表征量等；再次，建立适当的重建算法利用计算机进行散射体结构(信息)的重建；最后，将涉及新型辐射源的设计和信号探测处理技术等。上述问题难度大、内容多、涉及的学科领域繁杂，它们的解决既会对科学的发展起到重大的推动作用，又会对工程实际带来深远影响。

因此，声逆散射问题是一个古老而又崭新的理论和应用研究课题，无论从其科学意义，应用价值，还是待解决的迫切性方面都是极其突出的。

参 考 文 献

[1] Lu Z Q. JKM perturbation theory, relaxation perturbation theory, and their applications to inverse scattering: theory and reconstruction algorithms. IEEE Trans. UFFC, 1986, 33(6): 722.
[2] Lu Z Q, Zhang Y Y. Acoustical tomography based on the second-order born transform perturbation approximation. IEEE Trans UFFC, 1996, 43(2): 296.
[3] Lu Z Q, Tan C H, Tao Z Y, et al. Acoustical diffraction tomography in a finite form and its computer simulations. IEEE Trans UFFC, 2001, 48(4): 969.
[4] Tao Z Y, Lu Z Q, Wang X L. Acoustical diffraction tomography in a finite form based on the Rytov transform. IEEE Trans Image Proc, 2006, 15(5): 1264.
[5] Chew W C, Otto G P, Weedon W H, et al. Nonlinear diffraction tomography: the use of inverse scattering for imaging. Int J Imaging Sys Techno, 1996, 7: 16.
[6] Lu C C, Lin J H, Chew W C, et al. Image reconstruction with acoustic measurement using distorted Born iteration method. Ultrasonic Imaging. 1996, 18: 140.
[7] Bronstein M, Bronstein A, Zibulevsky M, et al. Reconstruction in ultrasound diffraction tomography using non-uniform FFT. IEEE Trans Medical Imaging, 2002, 21(11): 1395.
[8] Zhou C, Schuster G T, Hassanzadeh S, et al. Elastic wave equation traveltime and waveform inversion of crosswell data. Geophysics, 1997, 62(3): 853.
[9] Colton D, Kress R. Inverse Acoustic and Electromagnetic Scattering Theory. Berlin: Springer-Verlag, 1992.
[10] Colton D, Kress R. Eigenvalues of the far field operator for the helmholtz equation in an absorbing medium. SIAM J Appl Math, 1995, 55(6): 1724.
[11] Abdullah H, Louis A K. The approximate inverse for solving an inverse scattering problem for acoustic waves in an inhomogeneous medium. Inverse Problem, 1999, 15: 1213.

撰稿人：陶智勇[1]　李风华[2]
1 南京大学声学所
2 中国科学院声学研究所

声波在岩石中的传播

Propagation of Sound Wave in Rocks

声波在岩石中的传播问题是地球物理勘探和声波测井的基础,近年来成为声学研究的热点之一。声波在各种介质中的传播是声学的经典问题, 历史上对均匀理想的固体介质中的声传播有深入的研究和认识。但是, 岩石的结构非常复杂[1], 许多岩石中有大量的孔隙, 孔隙中可能充满不同的流体, 如水、原油、天然气、空气和它们的混合物, 孔隙可以是连通的, 也可以是封闭的, 一般具有不规则的复杂的形状。有些岩石由多种不同的固体组分组成, 各种组分的形状和分布是不规则的, 具有随机的特征。不同组分之间可以有不同的接合状态, 从刚性的连接到完全自由的滑动。高温高压的地下环境对声波传播有很大的影响, 地应力对声传播的作用是非线性的。声波在这样的介质中传播的时候, 它的传播方向、频率、幅度、相位等性质都会发生变化, 产生复杂的现象。

长期以来人们对不同的岩石的声参数做了大量的测量, 积累了大量的数据。但是由于岩石的种类很多, 各地得到的样品的参数也不相同, 因此这方面的积累还远非完善。特别是岩石的非线性系数、高阶弹性系数等参数的测量还很少开展, 甚至相应的测量方法还很不成熟。地层深处的岩石处于高温高压的环境中, 它们的参数与室温常压条件下的测量结果很不相同。

在理论模型方面自从 20 世纪 50 年代 Biot 提出的双相介质模型以来[2], 出现了许多不同的模型, 这些模型虽然反映了岩石的一些主要声学性质, 但还不能说明所有的测量结果, 有些参数离实际情况还很远。声波在岩石中传播时会受到许多无规的微小界面的散射,这种多体散射问题十分复杂。探索声波在岩石中传播的规律, 提取重要的参数, 建立更理想的理论模型, 是一项长期而艰巨的工作。岩石的非线性声学模型很不成熟, 由于缺少实际数据, 目前进展缓慢。

数值分析是当前声学研究的重要手段。用数值方法分析声波在岩层中的传播已经取得了很大的成功, 但是这方面研究的成效取决于理论模型的正确性, 因此目前还有许多待研究的问题。计算机的计算速度和存储量常常是制约这方面研究的瓶颈, 尤其是对于大尺度的三维问题, 目前的计算还有困难。有人提出把介质中各种组分的微小区域再划分成许多网格, 用有限元等方法直接计算声波的行为。这种想法比较直接,但是岩石中各种组分的区域往往很小,因此这样划分的网格数非常大, 相应的计算量超出了目前计算机的发展水平。

参 考 文 献

[1] Carcione J M. Wave Fields in Real Media: Wave Propagation in Anisotropic, Anelastic and Porous Media. London: Pergamon, 2001.
[2] Biot M A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. J Acoust Soc Am, 1956, 28: 168-178, 179-191.
[3] Claude Boutin. Rayleigh scattering of acoustic waves in rigid porous media. J Acoust Soc Am, 2007, 122: 1888-1905.

撰稿人：张海澜
中国科学院声学研究所

人类听觉系统识别声音的物理机理及其定量表达

Physical Mechanisms and Quantitative Expression for Recognizing Sounds by Human Auditory System

声音识别与声源定位是绝大多数生物具备的基本功能,对其生存与进化具有决定性的作用,对人类听觉系统识别声音的能力及物理机理的研究对探索人类智慧的奥秘具有重要的促进作用。模仿听觉系统对识别声音的功能在语音自动识别、自动作曲、声环境智能感知等诸多领域有重要应用,其研究涉及听觉生理学、心理声学、人工智能等众多学科方向。

对人类而言,现实世界的声音可分为语声、乐声和环境声,各自具有不同的波形结构和谱时特性,与声学场景亦有紧密联系。研究表明:人类听觉系统具有声音要素(响度、时长、音调及音色)识别、熟悉声识别(familiar sound recognition, FSR)及广义听觉识别三类能力,这三大类听觉能力或独立、或相互配合完成声源特性和声音内容的识别,它们被称为人类的基本听觉能力(basic auditory capabilities, BAC)。不同听者三类听觉能力具有显著的个体差异,目前人们对前两种能力的阈值有了基本的了解,尤其是对响度、音调的识别特性及机理有了深入认识,但对广义听觉识别能力的具体内容及其在听觉外周及听觉中枢中的生理和心理反应过程极其有限。

与此相对应,人们三类听觉能力的模仿(听觉仿生)的总体进展不能令人满意。迄今为止,通过听觉生理及心理声学专家的研究,对听觉外周的刺激–反应过程有了深入理解,建立了较为完善的听觉外周模型。发展以模仿基底膜特性为基础的各类听觉模型,其实际典型应用便是目前获得广泛应用的小波变换。同时,人们从心理声学的角度开展了声音要素的定量表达研究,在响度计算、音调提取方面取得成功;从不同角度建立了部分音色属性的定量表述并获得了有限度的应用。

然而,上述声音线索或特征仅是人类听觉系统识别声音的一种方式,尚未解决的问题有许多,目前研究的重点是 FSR 问题,例如,适应不同类型声音的音色模型;大容量声样本数据的特征表达方式;听者个体差异(生理特征、情商及智商商方面)对特征提取及分类模式的影响;听觉中枢的分类及信息融合方法;声音识别中的听觉场景分析(auditory scene analysis)机理及其建模等。

参 考 文 献

[1] Kidd G R, Watson C S, Gygi B. Individual differences in auditory abilities. J Acoust Soc Am, 2007, 122(1): 418-435.

[2] Zwicker H E, Fastl H. Psychoacoustics: Facts and Models. Berlin: Springer-Verlag, 1999.

[3] Tucker S, Brown G J. Classification of transient sonar sounds using perceptually motivated features. IEEE J Ocean Eng, 2005, 30(3): 588-600.

[4] Handel S. Timbre Perception and Auditory Object Identification. San Diego: Academic Press, 1995: 425-461.

撰稿人：陈克安

西北工业大学航海学院

热声系统中的声传播问题

The Propagation of Acoustic Waves in the Thermo-Acoustic System

热声效应是指热与声之间相互转换的现象。从声学角度来说，它是由于处于声场中的固体介质(有时称之为第二介质) 与振荡的流体之间相互作用，使得距固体壁面一定范围内沿着(或逆着) 声传播方向产生一个时均热流，并在这个区域内产生或者吸收声能量的现象。按能量转换方向的不同，热声效应可以分为两类：一是用热来产生声，即热驱动的声振荡；二是用声来产生热，即声驱动的热量传输。只要具备一定的条件，热声效应在行波声场、驻波声场以及两者结合的声场中都能发生。如人们初悉热声效应时发现的 Rijke 管和 Sondhauss 管就可分别视为是行波声场和驻波声场[1]。

热声理论研究源于 1868 年，Kirchhoff 计算了声在管中由固体等温管壁和维持声波的气体之间的振荡的热传导引起的衰减量。1878 年，Rayleigh 首先对热声振荡现象给出了定性的解释[2]，指出：对作声振动的介质，若在其最稠密的时候向其提供热量，而在其最稀疏时从其中吸取能量，声振动就会得到加强(热能转变为声能)。反之，若在其最稠密的时候从其中吸取热量，而在其稀疏时向其提供能量，声振动就会得到衰减(声能转变为热能)。这就是所谓的 Rayleigh 准则。到目前为止，Rayleigh 准则一直被人们认为是理解热声振荡如何在管中得以维持的一个合理解释。

热声研究发展到今天，它以其在制冷器和低温系统中的巨大潜力，在理论上和实践中都有了重大的发展，其中一个重要问题是决定有效产生热声效应的热声系统中的声传播问题。与这一课题有关的非线性声波理论研究和实验研究很多，其中特别与热声系统有关的，多数用线性化技术，也有近似方法。热声系统中声波传播的严格解很有必要，而采取怎样的方法也是一个非常关键的问题。面对非线性问题，非线性微分方程(组)是对各个量解析微分而得到的，但在大多数情况下求它们的积分时却无从下手！数值计算是目前可行的方法，但进展也不太顺利。例如，文献[6]表明，存在冲击波，而文献[7]对其却是否定的，建立在傅里叶分析基础上的微扰法是目前常用的有效方法，但似乎也是一个束缚，是否能够找到非傅里叶非微扰的途径？这些问题都是值得我们进一步研究的。

参 考 文 献

[1] 金滔, 陈国邦, 应哲强. 热声理论的研究及其发展. 低温与超导, 1999, 27: 48.
[2] Rayleigh L. The Theory of Sound. Dover Publications, 1896: 322f-322k.

[3] 马大猷. 热声学的基本理论和非线性Ⅱ: 热声管中的非线性声波. 声学学报, 1999, 24(4): 449.

[4] Amott W P, Bass H E, Rasper R. General formulation of thermonacoustics for stacks having arbitrary shaped pore cross sections. J Acoust Soc Am, 1991, 90: 3228.

[5] Felipe D Gaiton, Atchley A A. Finite amplitude standing waves in harmonic and unharmonic tubes. J Acoust Soc Am, 1993, 93: 2498.

[6] Wu C C, Robert P H. Phys Rev Lett, 1993, 70: 3424.

[7] Cheng H Y, et al. Phys Rev E, 1998, 58: 2705.

[8] 钱祖文. 我国非线性声学方面的研究进展. 物理, 1999, 28: 593.

撰稿人：屠　娟

南京大学声学所

颗粒介质中的声散射

Acoustic Scattering in Granular Media

一列声波在均匀各向同性介质中传播时，只要碰不到边界，它将以“自由场”的形式继续向前传播。如果介质中存在其他物体(该物体称为非均匀体)，其声学特性与其周围介质有区别，则介质中的声场除了原来的入射部分以外，还多了一部分声波，前者称为入射波，后者称为次级波(包括散射波、黏滞波等)，在线性声学范畴内，后者与前者线性叠加[1~5]。

随着声功率的增大，如利用火箭进行人工增雨或驱雨，希望产生水滴的合并或分裂，在高强度声的作用下，水滴自己不仅产生非线性振动，而且会出现非线性散射。这个问题尚没有解决，甚至连文献都很少。因为非线性散射包括散射体的非线性振动辐射以及散射波在它的传播过程中有非线性增长，其麻烦程度可想而知。当然，牵涉到非线性的问题总是令人望而却步。到目前为止，通用可行的仅是微扰法，但它针对的只是弱非线性问题[6]。

提到声散射，人们不言而喻地想到的是：线性声学范围内小颗粒介质中的声散射，包括单散射、多体多次散射问题。在颗粒很小的情况下，人们能够得到一个干净利索的解析解。而对于大颗粒散射问题，则要借助于数值解(如 T 矩阵方法)来处理大物体的实际散射问题[7]。但数值计算有点像进行一次规范化的试验，不像解析解那样可以做更多的推理。

散射这个题目是很广泛的，除了粒子散射以外，还有表面散射等。作者曾经提出过处理分形表面声学问题的方法[8, 9]，似乎也是解析地处理散射和衰减的一条途径。

参 考 文 献

[1] 钱祖文. 球形粒子之间的声相互作用. 物理学报, 1981, 30: 433-441.
[2] 钱祖文. 水中气泡之间的声相互作用. 物理学报, 1981, 30: 442-447.
[3] Qian Z W, Sound J Vib. Sound propagation in a medium containing bubbles and the splitting of the resonance peak. 1993, 168: 327-337.
[4] Qian Z W. Concentrated suspension theory of sound attenuation in marine sediments-linear dependence of absorption coefficient on frequency. J Sound Vib, 1985, 103: 427-436.
[5] Qian Z W. Concentrated suspension theory of sound attenuation in marine sediments: sound- and viscous- waves interactions. J Sound Vib, 1986, 108: 147-156.
[6] Waterman P C. New formulation of acoustic scattering. J Acoust Soc Am, 1969, 45: 1417-

1429.
[7] Qian Z W. Fractal dimensions of sediments in nature. Phys Rev E, 1996, 53: 2304.
[8] Qian Z W. Wave scattering on a fractal surface. J Acoust Soc Am, 2000, 107: 260-262.
[9] Wang D, Qian Z W, et al. Nonlinear vibration of water droplets in atmosphere//14th Nonlinear Acoustics. Nan Jing: Nanjing University Press, 1996: 281-286.

撰稿人：钱祖文
中国科学院声学研究所

海洋声场频率-空间特性研究

Research on the Frequency-Space Structure of the Ocean Sound Field

声波是目前已知的唯一可以在海洋中进行远程传播的物理场,深入研究声波在海洋中传播特性对于人类认识海洋有重要的意义。受理论与实验条件的限制，早期海洋声学的研究主要侧重于研究声强的平均衰减规律,对声场的精细干涉结构研究很少。自 20 世纪五六十年代以来，国外已开始对声场时空相干特性进行研究。从 20 世纪 80 年代以来，随着计算声学的发展以及实验技术的提高，人们不但从实验中观测到了声场的精细干涉结构，而且和数值预报结果符合得很好。理论与实验研究都已表明在一定的海洋环境与频率范围内，声场的频率-空间特性有明显而稳定的条纹结构，这说明声场的精细干涉结构是能观测、并可预报的。人们对海洋声场的研究重点由“宏观”变化规律转向“微观”变化规律，并开始逐渐关注和利用海洋声场的相干结构。

目前对于较简单的海洋环境下声场频率-空间结构有比较深入的研究。但是实际的海洋环境往往复杂多变，如海水深度快速变化海域、海洋内波强烈活动区域、不同季节情况对应不同海水声速分布情况等，在上述情况下声场频率-空间结构的变化规律仍不清楚。深入研究不同海洋情况下的声场频率-空间特性涉及水声物理、信号处理、物理海洋等多个学科，所以该课题目前在国际上仍是一个需要深入研究的重大基础课题。研究结果能提高人们对于声波在复杂海洋中传播规律的认识。

参 考 文 献

[1] Wood A B. Model experiments on sound propagation in shallow seas. J Acoust Soc Am, 1959, 31: 1213-1235.

[2] Weston D E. A moire fringe analog of sound propagation in shallow water. J Acoust Soc Am, 1960, 32: 647-654.

[3] Gershman, Tuzhilkin Y I. Interference of wide-band noise signals. Sov Phys Acoust, 1965, 1: 34-1.

[4] Ivanova. Space-frequency dependence of a sound field in layered media. Sov Phys Acoust, 1984, 30: 293-296.

[5] Petukhov Y V. Frequency-time structure of pulse pressure signals in oceanic waveguides. Acoust Phys, 1995, 41: 417-424.

[6] Grachev G A. On theory of acoustic field invariants in layered waveguide. Sov Phys Acoust, 1990: 67-71.

撰稿人：李风华

中国科学院声学研究所

高强聚焦超声肿瘤治疗过程中的无损温度监测

Noninvasive Temperature Monitoring Technique Used in HIFU Therapy for Cancer

通过特殊设计的聚焦换能器，超声波可以被聚焦在生物体内的特定位置，且焦点处的声功率可以达到 1000 W/cm^2 以上，是检测超声功率的 4~5 倍，因此被称为高强聚焦超声(HIFU)[1~3]。在传播过程中，声波与细胞组织相互作用，声能量被组织吸收并转化成热能，使得焦点处细胞的温度升高。当声功率强到一定程度，细胞温度可以在几秒钟内升高 40~50°C[4]。当细胞温度超过 45°C 时，蛋白质变性就会发生，当细胞温度超过 50°C 时，细胞会产生不可逆转的破裂直至死亡；此外，高强度超声还会在组织间引发声空化，空化泡急剧破裂时产生的巨大能量也会导致细胞升温和破裂[5]。这一特性使其成为治疗恶性肿瘤（如肝癌、乳腺癌等）的又一重要手段，被称为 HIFU 热熔疗法。与癌症治疗的常规手段如手术切除或放、化疗相比，HIFU 热熔疗法具有费用低廉、非侵入性、痛苦小，可以最大限度得保护周围正常细胞组织等优点[6~8]。

然而，根据以往的病例积累，研究者们发现，HIFU 热熔疗法的效果不但取决于温度的高低，也与治疗时间的长短有关，二者的综合效应被称为“热剂量”[9]。有报道称，温度高达 56°C 时 1.7s 的热熔效果等效于 43°C 时 240min 的热熔效果[10]。临床经验显示，温度太低时所需的治疗时间过长，病人无法保持长时间静止，容易导致聚焦点偏离预期的治疗位置，影响治疗效果；而温度过高则容易误伤周边正常组织，且会造成皮肤烧伤。目前 HIFU 热熔治疗的温度和时间控制基本是根据临床医生的经验来控制的，这必然导致治疗效果的不稳定性，因此 HIFU 热熔治疗过程中的无损温度监测是完善这一方法的关键，如果可以实时监测治疗过程中的温度变化，就可以优化治疗参数，更好的控制治疗效果。为了解决这一难题，研究者们尝试了多种方法[11~13]：如根据 MRI 图像的分析结果来监测治疗过程中的温度变化，这种方法对温度的监测相对准确，但是 MRI 成像所需时间较长，无法达到实时监测的要求；红外线成像检测法精确度低。目前研究最多的是超声引导治疗方法，该方法利用监测超声同时进行聚焦位置引导和温度监测，由于温度的升高会引起生物组织性质的变化，导致声波在组织中的传播速度、非线性特性等性质发生变化，因此通过对 B 超图像 RF 信号的频谱或回波位置、形状变化的分析来实时监测温度信息。这种方法可以利用现有的 B 超设备，费用低，在仿体或生物离体实验中都取

得了很好的实验结果，然而，对于活体生物，由于生物个体的多样性与复杂性，测量精度很难小于±5°C，还是无法满足临床治疗中±1°C 的精度要求。因此，这一重大课题的研究仍待突破。

参 考 文 献

[1] ter Haar G. Acoustic surgery. Physics Today, 2001, 54: 29.

[2] Crum L A, Hynynen K. Sound therapy. Physics World, 1996.

[3] Vaezy S, Andrew M, Kaczkowski P, et al. Image-guided acoustic therapy. Annu Rev Biomed Eng, 2001, 3: 375.

[4] Vaezy S, Martin R, Crum L. High intensity focused ultrasound: a method of hemastasis. Echocardiography, 2001, 19: 309.

[5] Madersbacher M M S. Tissue ablation by high-intensity focused ultrasound in benigh prostatic hypertrophy. J Urol(Paris), 1993, 99: 349.

[6] Wu F, Chen W Z, Bai J, et. al. Pathological changes in human malignant carcinoma treated with high-intensity focused ultrasound. Ultra Med Biol, 2001, 27: 1099.

[7] Wu F, Chen W Z, Bai J, et al. Tumor vessel desctruction resulting from high-intensity focused ultrasound in patients with solid malignancies. Ultra Med Biol, 2002, 28: 535.

[8] Sanghvi N T, Foster R S, Bihrle R, et al. Noninvasive surgery of prostate tissue by high intensity focused ultrasound : an updated report. European Journal of Ultrasound, 1999, 9: 19.

[9] Sapareto S A, Dewey W C. Thermal dose determination in cancer therapy. Int J Radia Oncol Biol Phys, 1984, 10: 787.

[10] Ter G Haar. HIFU treatments, dosimetric considerations. 2nd International Symposium on Therapeutic Ultrasound, Seattle, Washington, 2002.

[11] Huber P E, Jenne J W, Rastert R, et al. A new noninvasive approach in breast caner therapy using magnetic resonance imaging-guided focused ultrasound surgery. Cancer Res, 2001, 61: 8441.

[12] Simon C, VanBaren P, Ebbini E S. Two-dimensional temperature estimation using diagnostic ultrasound. IEEE Trans Ultra Ferro Freq Control, 1998, 45: 1088.

[13] Miller N R, Bamber J C, Meaney P M. Fundamental limitations of noninvasive temperature imaging by means of ultrasound echo strain estimation. Ultra Med Biol, 2002, 28: 1319.

撰稿人：屠　娟　刘晓宙

南京大学声学所

复频及频率可调超声换能器

The Multi-Frequency and Frequency-Tunable Ultrasonic Transducer

在传统的超声换能器的设计过程中，为了提高换能器的性能参数，如电声效率及灵敏度等，换能器基本上工作于谐振模态，其共振频率是单一的。尽管此类换能器目前的应用范围比较广，但是随着超声技术的发展，已经暴露出了其所存在的一些需要克服的问题。第一，此类换能器的共振频率难以调整，为了设计能够适用于不同场合、不同频率的超声换能器，必须重新设计并加工，从而造成人力、物力及财力的浪费。第二，在超声清洗、超声化学以及超声液体处理等应用技术中，传统的单频换能器产生的声场是一个驻波声场，存在声压的波节及波幅，造成超声清洗和处理的不均匀，从而影响应用的效果，而如果采用频率可调或多频的超声换能器，则可以克服这一问题。第三，随着超声技术在生物及化学等领域中的广泛应用，需要探讨不同频率的超声对生物效应及化学反应的影响，因而需要频率可调以及不同频率的超声换能器。

鉴于上述原因，频率可调、宽频及复频超声换能器的研究始终是换能器领域的专家一直探索的学术及技术问题。关于复频以及可调频率超声换能器的研究，国外的研究工作主要集中于对换能器的激励电路进行调整，通过设计不同模式的激励电路，产生一个具有一定频带宽度的调制信号，从而可以使换能器在一定的频率范围内工作。但由于仍然采用传统的换能器，其共振频率单一，而且换能器的频带宽度是有限的，因此这种方法的频率调节范围极为有限。解决这一问题的关键是发展能够达到工程技术应用的复频超声换能器。

参 考 文 献

[1] Dagmar Krefting, Robert Mettin, Werner Lauterborn. Two-frequency driven single-bubble sonoluminescence. J Acoust Soc Am, 2002, 112 (5): 1918-1927.

[2] Dhilsha Rajapan. Performance of a low-frequency, multi-resonant broadband Tonpilz transducer. J Acoust Soc Am, 2002, 111(4): 1692-1694.

[3] Kyuichi Yasui. Influence of ultrasonic frequency on multibubble sonoluminescence. J Acoust Soc Am, 2002, 112(4): 1405-1413.

[4] Darcey G Wayment, Dominick J, Casadonte Jr. Design and calibration of a single-transducer variable-frequency sonication system. Ultrasonics Sonochemistry, 2002, 9: 189-195.

[5] Babitsky V I a, Astashev V K b, Kalashnikov A N. Autoresonant control of nonlinear mode in

ultrasonic transducer for machining applications. Ultrasonics, 2004, 42: 29-35.

[6] Erkki H, Mika L, Model-based optimization of ultrasonic transducers. Ultrasonics Sonochemistry, 2005, 12: 53-57.

撰稿人：林书玉

陕西师范大学物理学与信息技术学院

复合材料早期疲劳损伤的超声评价

Evaluation of Fatigue Damage in Early Stages for Composite Materials Using Ultrasonic Wave

复合材料作为一类先进的工程结构材料,越来越多地被应用于航空航天等工程领域。复合材料在使用过程中因疲劳载荷的存在，将会发生疲劳损伤，它的早期疲劳损伤程度对其使用的可靠性和安全性非常重要[1]。因此，准确评价复合材料的早期疲劳损伤实际意义重大。

大量的研究工作表明，早期的疲劳损伤对材料的声速和声衰减的影响很小，采用通常的超声体波测量方法难以对其进行准确的定征[1]。对板状复合材料，采用超声导波和表面波方法评价板材的疲劳损伤，迄今已开展了较多的研究工作，尤其是在监控微裂纹的形成和扩展过程等方面已取得一定成效[2,3]。但是，采用超声体波、超声导波以及表面波等方法，均不足以准确评价材料或结构的早期疲劳损伤(微裂纹形成甚至萌生之前)程度。近年来的研究工作表明，材料的三阶弹性常数与其早期的疲劳损伤程度存在较显著的相关性；随着疲劳损伤的不断累积，三阶弹性常数的变化程度远远大于声速及声衰减的变化程度[1,4~6]。

目前，非线性超声测量方法作为材料早期疲劳损伤的一种有效评价方法，已逐渐受到研究者的重视。对于工程中广泛使用的复合板材结构，采用非线性超声导波方法评价其早期疲劳损伤，既具有非线性超声测量方法灵敏度高的优点，又具有超声导波技术检测速度快、检测面积大的特点，十分值得研究。对于各向同性单层固体板，已有的研究表明，采用非线性超声导波方法，能够非常准确地定征其早期的疲劳损伤程度[7,8]。

相比之下，层状复合板材的各向异性及所包含的多个界面，使得在其中传播的非线性超声导波的理论分析过程变得非常复杂和困难。在不同传播方向上，超声导波的传播特性及其非线性效应将存在显著的差异,可望展现出更为丰富的非线性声学效应，对此应加以深入研究。另一方面，疲劳导致的板材界面性质、三阶弹性常数的变化，将对其中的非线性超声导波产生非常复杂的影响，在理论和实验上深入研究它们之间的相互影响关系,可望把握早期疲劳与超声导波非线性效应之间的内在联系，从而奠定非线性超声导波方法评价复合板材早期疲劳损伤的物理基础。

通过上述工作的开展,有望发展出一种可准确评价层状复合板材早期疲劳损伤的有效方法。

参 考 文 献

[1] Herrmann J, Kim J-Y, Jacobs L J, et al. Assessment of material damage in a nickel-base superalloy using nonlinear Rayleigh surface waves. Journal of Applied Physics, 2006; 99(12): 124913.

[2] Rose J L. A baseline and vision of ultrasonic guided wave inspection potential. Journal of Press Vessel Technology, 2002; 124(3): 273-282.

[3] Grondel S, Delebarre C, Assaad J, et al. Fatigue crack monitoring of riveted aluminum strap joints by Lamb wave analysis and acoustic emission measurement techniques. NDT&E International, 2002; 35(3): 137-146.

[4] Belyaeva Y, Zaitsev V V. Nonlinear elastic properties of microinhomogeneous hierarchically structured materials. Acoust Phys., 1997; 43(5): 510-515.

[5] Cantrell J H, Yost W T. Nonlinear ultrasonic characterization of fatigue microstructures. International Journal of Fatigue, 2001; 23(4): 487-490.

[6] Nagy P B. Fatigue damage assessment by nonlinear ultrasonic materials characterization. Ultrasonics, 1998, 36(3): 375-381.

[7] Bermes C, Kim J Y, Qu J M, et al. Experimental characterization of material nonlinearity using Lamb waves. Applied Physics Letters, 2007, 90(2): 021901.

[8] Deng MX, Pei JF. Assessment of accumulated fatigue damage in solid plates using nonlinear Lamb wave approach. Applied Physics Letters, 2007, 90(12): 121902.

撰稿人：邓明晰

中国人民解放军后勤工程学院物理教研室

非线性驻波声场的数学模型和理论

Mathematical Model and Theory on Nonlinear Acoustic Standing Waves

近年来，研究大振幅声波(又称为高声强声波或有限振幅声波)的非线性声学得到了迅速发展，并已渗透到声学的多个方面。这主要是因为在科研、生产、国防、航空航天等领域中众多高声强环境的产生，使得高声强在当代科学技术中显得越来越重要。宇宙飞船发射时所产生的声功率相当于一架大型客机的总机械功率，而如果把大型客机自身发出的声功率转换成机械功率又足以驱动一辆卡车。在喷气发动机实验室、高声强混响室内，声强可达到足以使小动物窒息的程度。火箭喷气发动机所发出的空气动力噪声、飞机部件和人造卫星的噪声试验、大功率超声设备的处理、固体在强烈激光照射下引起的强超声波等都涉及大振幅声波，而且多数情况都是驻波。

在声学研究领域，对大振幅驻波的研究可以说是一个待开发的“领域”。大振幅声波理论早在 18 世纪中叶就受到科学家的注意，到 19 世纪中叶行波已经形成比较完整的无损耗介质中的传播理论，20 世纪，耗散、频散等各种性质和效应也得到研究和发展。就大振幅行波传播理论而言，至 20 世纪 60 年代初，经过学者们多年努力，从理论公式到实验结果均比较令人满意，可以说已形成比较完整的体系。相反的情况是对于大振幅驻波的研究。虽然在大振幅声波的实验研究中，驻波有利于得到高声强的声场，为实验大量采用，但是驻波的理论研究较之行波困难得多。

国际声学界对于大振幅驻波的研究，在理论上基本采用传统的方法，尚无物理概念上的突破，许多问题的研究多采用微扰技术，或在前人已有的基础上，再考虑一些修正因素，没有实质性进展。而且对闭管中驻波的研究大多在共振状况下闭管中已存在激波情况为起点。一般而言，数学公式比较复杂，不易直观地用实验加以验证。对于驻波形成激波前的情况，即驻波由小振幅(线性范围)过渡到大振幅(非线性范围)直到激波的形成，没有相应清晰、准确的物理图象和数学描述，对于闭管中大振幅驻波声场尚缺乏全面系统的研究。

参 考 文 献

[1] 马大猷. 大振幅驻波理论. 声学学报, 1990, 15: 354-363.
[2] 马大猷. 闭管中大振幅驻波理论, 声学学报, 1994, 19(3): 161-166.
[3] MAA D Y, Liu K Ke. Nonlinear standing waves: theory and experiments. J Acoust Soc Am, 1995, 98(11): 1-11.

[4] Gaitan D F, Atchley A A. Finite amplitude standing wave in harmonic and anharmonic tubes. J Acoust Soc Am, 1993, 93: 2489-2495.
[5] Ilinskii Y A, Lipkens B, et al. Nonlinear standing waves in an acoustical resonator. J Acoust Soc Am, 1998, 104: 2664-2674.
[6] Mortell M P, Seymour B. Nonlinear resonant oscillations in closed tubes of variable cross-section. J Fluid Mech, 2004, 519: 183-199.
[7] Vanhille C, Campos-Pozuelo C. Numerical simulation of two-dimensional nonlinear standing acoustic waves. J Acoust Soc Am, 2004, 116(1): 194-200.

撰稿人：刘　克
中国科学院声学研究所

低频声波的吸收和隔离问题

Sound Absorption and Isolation at Lower Frequencies

众所周知，低频(水中 1000Hz 以下)声波能量的耗散和隔离一直是声学界所关注和尚未解决的难题。现有的声学理论对材料声吸收大致归为耗散、热传导及分子弛豫的过程。传统的吸声和隔声材料的性能与波长有关，按照经典理论，对于固定量声波的吸收衰减，所需材料厚度与所吸收的波长成正比关系，所以低频声波的有效吸收是以材料加厚为前提的。例如，对于水下的声吸收问题，如果通过均匀耗散介质实现水下声波 10dB 的声吸收，频率为 30kHz 时材料厚度只需要 5cm，而要吸收 300Hz 频率，材料厚度要达到 5m，显然这样的厚度在实际应用中是不可能的。

多年来,科学界对低频声波吸收与隔离的研究,在不同的领域做了大量的探索,人们试图从材料本身和材料与结构组合两个方面，探讨低频吸/隔声的机理。以期在低频吸/隔声方面有所突破。目前所认识到的水声材料吸声机制主要有三个方面：黏弹材料损耗、波型的转换及散射、共振吸收机制。但是上述任何一种吸声机理都难以解决低频、宽带吸声问题，这些已知的机理在低频时都因波长太长而使其吸声效果变差。如共振机理，共振频率与材料结构的空腔尺寸成反比，要求足够大尺度的空腔结构才能增加低频的声吸收,空腔的尺寸显然阻碍了结构的低频吸收。因而，对低频声的吸收必须寻求新的机理和实现途径。

在新的吸/隔声机理的探索上，近年有些令人鼓舞的发现。在材料结构方面，研究表明：声波在周期或准周期结构(即声子晶体)中的传播具有独特的频带特性。2000 年等提出了“局部共振”概念，实现了“小尺度”(毫米量级的球体)控制“大尺度”(声波波长数十厘米)的方法。制成了周期常数比声波波长小两个数量级、在音频范围存在声带隙(acoustic gap)的声学材料。结果表明，6cm 这种材料可以对某些频率的声隔离达 70 dB 以上，可应用于舰艇舰体隔声、火车车厢隔声、飞机隔声以及精密仪器的隔振处理，这是经典隔声理论所不能解释的。但是“局部共振”型声子晶体的有效隔声只是在某些有限频率的窄带上，频带有限。要达到实用阶段还有赖于理论研究的进一步深入。特别是局部共振型周期结构“小尺度”(空间周期)控制“大尺度”(低频声波波长)的物理机理仍然不是非常清楚。

参 考 文 献

[1] Gaunaurd G. One-dimensional model for acoustic absorption in a viscoelastic medium

containing short cylindrical cavities. J Acoust Soc Am, 1977, 62: 298-307.
[2] Gaunaurd G, Barlow J. Matrix viscosity and cavity-size distribution effects on the dynamic effective properties of perforated elastomers. J Acoust Soc Am, 1984, 75: 23-34.
[3] Ivansson SM. Sound absorption by viscoelastic coatings with periodically distributed cavities. J Acoust Soc Am, 2006, 119: 3558-3567.
[4] Akasaka S, Tobusawa T, Tominaga Y. Low-frequency sound absorption of organic hybrid comprised of chlorinated polyethylene and N,N '-dicyclohexyl-2-benzothiazolyl sulfenamide. J Appl Polymer Science, 2006, 99: 2878-2884.
[5] Robert S, Conoir J M, Franklin H. Propagation of elastic waves through two-dimensional lattices of cylindrical empty or water-filled inclusions in an aluminum matrix. Ultrasonics, 2006, 45: 178-187.
[6] Liu Z Y, Zhang X X, Mao Y W, et al. Locally resonant sonic materials，Science, 2000, 289: 1734-1736.

撰稿人：程建春　邱小军
南京大学声学所

超声制备纳米材料的声空化机理

Mechanism of Cavitation on Preparation of Nanoscaled Materials under Irradiation of Ultrasound

由于纳米材料具有许多不同于本体材料的优良性能,纳米材料的制备与应用成为近年来材料科学研究的热点。声空化产生的极端物理化学环境为纳米材料的生长提供了一个很好的平台,用超声波方法制备特异功能的纳米材料被认为是一种潜在的十分有效的方法。

自 20 世纪 90 年代发现超声辐照在纳米颗粒制备中的应用以来,世界上有许多研究小组致力于超声波制备纳米颗粒的实验观测和理论研究,已制备出大量的具有不同结构和不同性能的纳米材料，极大地促进了超声学与材料科学的结合与发展[1~6]。在纳米材料的制备过程中，其晶核的生成过程及其控制对纳米材料的性质有重要影响。如果成核过程太快，只可能得到非晶态的纳米颗粒。如果能控制其成核过程及在其后续生长过程中加以超声处理,则可组装出不同结构和形貌的纳米材料。

因此，可根据实际要求，选择不同的超声频率、功率或反应溶液，控制核生成及组装过程，来制备不同尺寸和形貌的纳米材料。但由于超声空化过程的瞬时性和超声化学过程的复杂性，对超声作用机理的研究一直没有突破性进展，仅仅停留在超声波辐照产生的声空化效应及其伴生的物理化学效应的间接观测与分析,缺乏超声作用机理的直接的实验证据,尤其是超声波在纳米材料的成核过程及组装过程中的影响还缺乏深入的研究。到目前为止，对超声波制备纳米材料的机理还仅局限于定性的描述：即利用声空化进行高温高压分解；利用超声能量进行分散；利用声空化的剪切破碎机理对颗粒尺寸进行控制；利用声波的机械搅动影响沉淀的形成过程；利用声空化产生的自由基进行还原作用等。

然而，在一系列研究中发现，改变超声波的频率、功率和作用时间，不仅可以改变纳米材料制备的产率和速率，甚至可以制备出不同结构和形貌的纳米材料。研究也表明，如果反应溶液发生变化，如由水变为醇，在超声辐照下纳米材料的尺寸和形貌可以得到更有效的控制。这些变化目前很难用上述的定性描述给予阐明。

近年来,有部分研究组将上述变化归结于超声波作用下纳米材料的成核过程及其后续的组装效应。但是，超声波在纳米材料成核过程中的主要作用是什么，有哪些声学因素对纳米材料的成核过程有影响，这些因素和反应溶液有什么关系，如何

有效地利用这些因素控制纳米材料的尺寸和形貌，这些都有待进一步的声学研究。

参 考 文 献

[1] Suslick K S, Choe S B, Cichowlas A A, et al. Sonochemical synthesis of amorphous iron. Nature, 1991, 353: 414-416.

[2] Suslick K S, Price G J. Applications of ultrasound to materials chemistry. Ann Rev Mater Sci, 1999, 29: 295-326.

[3] Levi S A, Nitzan Y, Dror R, et al. An easy sonochemical route for the encapsulation of tetracycline in bovine serum albumin microspheres. J Am Chem Soc, 2003, 125: 15712-15713.

[4] Yu Y T, Zhang Q H, Xu B Q. Shape-controlled syntheses of metal nanoparticles via ultrasonic irradiation. Prog Chem, 2004, 16: 520-527.

[5] Yu J C, Yu J, Ho W K, et al. Preparation of highly photocatalytic active nano-sized TiO_2 particles via ultrasonic irradiation. Chem Commun, 2001, 1942-1943.

[6] Sivakumar M, Towata A, Yasui K, et al. A new ultrasonic cavitation approach for the synthesis of zinc ferrite nanocrystals. Curr Appl Phys, 2006, 6: 591-593.

撰稿人：刘晓峻

近代声学教育部重点实验室，南京大学声学研究所

超声振动对接触界面摩擦特性的影响

The Influence on Friction Characteristics Force of Contact Interface by Ultrasonic Vibration

超声振动对接触界面摩擦特性的影响是一个在超声加工、超声焊接以及超声电动机等应用中不容回避的问题。例如,在超声拉拔金属丝时要考虑如何减少拉拔力,以便提高表面加工质量;在超声焊接时要考虑如何控制振动振幅、频率、焊接时间及焊接压力以便提高焊接质量;在超声电动机中要考虑在超声振动条件下如何选择摩擦材料、增加摩擦力、提高驱动效率,以及如何考虑声悬浮力,如何存放超声电动机使之摩擦副接触界面不黏结到一起,便于随时正常使用,不延误战机等[1~8]。

根据古典滑动摩擦理论,摩擦力仅取决于接触压力和材料性质。实践证明,上述理论具有很大的局限性,只能用于近似地计算。在很多情况下,尤其是在超声振动条件下,材料的摩擦力将受到振动频率、振幅、接触面积及滑动速度等各种因素的影响。

关于超声振动对接触界面摩擦特性的影响这个问题,已引起国内外许多专家学者的注意。超声振动可以减小摩擦力这一现象已经在许多实验中得到证实,然而对它的解释各不相同: 日本学者对这个问题进行了详细讨论和实验,得出不少有益的结论[9];美国研究者的注意力主要集中在微观的解释,东北大学和约翰-霍普金斯大学在理论和实验方面都有较大贡献[10];另外,英国、法国等国家的学者也对这个问题很重视[11];国内,清华大学摩擦学国家重点实验室提出了超声拔丝的理论模型[12]。但迄今为止依然缺少完善的理论指导和理论计算预估。

近年来,随着高真空下原子力显微镜的发明,纳米摩擦学得到长足的发展。不少国内外学者致力于对接触界面摩擦特性的研究[13]。我国学者考虑接触界面材料微观结构与势能参数对滑动摩擦进行计算,建立摩擦力和摩擦系数与金属材料表面能与微观结构参数的关系,结果表明,摩擦力与金属材料的表面能基本呈线性关系与比例参数呈线性负相关关系,与晶格常数基本无关。计算结果与黏附理论公式以及超高真空原子力显微镜试验结果吻合较好[14]。此外,Krim J[15],雒建斌[16],Yang J 等[17, 18, 19]从表面科学和纳米技术角度分别提出目前新的研究课题。试图直接从理论上计算。现有的理论往往只能解释,而不能准确预测其结果,迫切需要从理论和计算上有所突破,从而提高其对工程实际问题的指导作用。

考虑接触界面材料微观结构与势能参数,超声振动对接触界面摩擦特性的影响

显然是一个可以进一步研究的新课题。主要研究内容有，超声振动频率和振幅对接触界面表面能的影响，超声振动频率和振幅对接触界面势能参数的影响，超声振动频率和振幅对接触界面静、动摩擦系数的影响。可以从理论和实验两个方面进行研究。研究结果能使理论真正提高其对工程实际问题的指导作用。

参 考 文 献

[1] 黄明军, 周铁英, 巫庆华. 超声振动对摩擦力的影响. 声学学报, 2003, 25(2).

[2] 周铁英，刘勇，袁世明，等. 声悬浮对超声减摩的影响. 声学学报，2004, 29(2): 91-95.

[3] Chen Y, Zhou TY, Zhang Q, et al. A study on the friction of a self-correction ultrasonic stepping motor. J Ultrasonics, V39(667): 200

[4] 曲建俊，姜开利，周铁英. 超声驱动的超声波振动减摩作用研究. 声学学报，2001，6: 497-520。

[5] Jianjun Qu, Tieying Zhou. An electric contact method to measure contact state between stator and rotor in a traveling wave ultrasonic motor. Ultrasonics, 2003, 7: 561-567.

[6] 曲建俊，张凯，姜开利，等. 超声马达转子摩擦材料磨损特性研究. 摩擦学学报, 2001, 4: 283-287。

[7] Chen Y, Chen Q, Zhou T Y. An explanation of critical pre-pressure for a maximum rotation speed of an ultrasonic motor//The 4th Inter. Workshop on Piezo, Mater, and Application in Actuators. Nanjing, China, Sept, 2007.

[8] Qu J J, Zhou T Y. Numerical simulation of properties of longitudinal and torsional hybrid ultrasonic motor. ICA 2004, M041.5: 1-421.

[9] Adachi K, Kato K, Sasatani Y. The micro-mechanism of friction drive with ultrasonic wave. Wear. 1996, 194: 137-142.

[10] Jacqueline Krim. Fiction at the atomic scale. Journal of the society of tribologists and dubrication engineers. 1997: 8-13.

[11] Dinelli F, Biswas S K, Briggs G A D, et al. Ultrasound induced lubricity in microscopic contact. Appl Phys Lett, 1997, 71(9): 1177-1179.

[12] 孟永钢，刘新忠，陈军. 超声波在拔丝加工中减摩降载作用的研究.清华大学学报(自然科学版)，1998, 38(4): 28-32.

[13] Bennewitz R, Cyalog T, et al. Atomic-scale stick-slip processes on Cu (III). Physical Review B, 1999, 60(16): RI I 301-304.

[14] 许中明，黄平. 摩擦微观能量耗散机理的复合振子模型研究. 物理学报，2006, 55(5): 2 427-432.

[15] Krim J. Surface science and the atom ic-scale origins of friction what once was old is new again. Surface Science, 2002, 500(3): 741-75.

[16] Luo J B, He Y, Wen S Z, et al. Challenges to tribology arisen from the development of micro-and nano-manufacturing technology. Tribology, 2005, 25(3): 283-288.

[17] Yang J, Komvopoulos K. A mechanics approach to static friction of elastic-plastic fractal surfaces. ASME Journal of Tribology, 2005, 127(2): 315-324.

[18] He G, Muser M H, Robins M O. Adsorbed layers and the origin of static friction. Science, 1999, 284(5420): 1650-1652.

[19] Budakian R, Putterman S J. Correlation between charge transfer and stick-slip friction at a metal-insulator interface. Physical Review Letters, 2000, 7: 31.

撰稿人：周铁英 陈 宇 傅德永

清华大学物理系

超声能量作用机理及声化学

Interaction Mechanism on Ultrasonic Energy and Ultrasonic Sonochemistry

早在 1927 年 Richards 和 Loominsm 已发现超声的化学效应。但是，一直到 60 年后，即 20 世纪 80 年代，在欧美国家才又掀起了对于声化学的热情。超声能促进无机、有机化学反应，使之成十倍，甚至上百倍的加速；超声可促进聚合物的聚合、解聚和共聚；超声也能启动许多难以发生的化学反应。

超声用于化学，受到国际化学界的肯定和重视，创建了“声化学”这门新分支。1987 年起，许多国家成立了声化学学会，召开了很多国际会议，出版了一些声化学专著，《超声学》(*Ultrasonics*)杂志创办了《声化学》专刊(*Ultrasonics Sonochemistry*)。近年来，我国应用功率超声在强化结晶过程、超声电镀、超声污水处理、超声防垢除垢、纳米材料和器件制备、控制沉淀、超声萃取等方面都有成功的应用。其中，超声污水处理，包括有机物降解和污泥脱水等，有较多报道，反映了功率超声在环境保护方面应用是一个生长点。

普遍认为，声空化是超声化学效应的主要机理。这促进了对超声空化现象进一步研究。声空化所产生的局部高温、高压、发光、冲击波、微射流等能加强传质，使固体表面保持高度的活性，使不相溶的液-液界面发生乳化分散。所有这一切都能够加快化学反应速度。然而，一方面，影响声空化的因素非常多，这些因素相互之间的关系也十分复杂。超声空化产生的易难程度和强弱与很多因素有关。另一方面，化学动力学参数研究比较复杂，声空化究竟是如何影响化学反应的？许多研究，对声空化与化学反应动力学的联系，对声学参数与化学参数之间的关联以及它们是如何关联的动力学问题，关心甚少。有少数研究，也只是肤浅地停留在宏观的层面，非常缺少介观、微观层面上的解释。现在，多数声化学研究还停留在实验室探索阶段。

对于声化学机理的正确揭示，将为超声化学反应器的设计提供依据，将为超声化学应用于工业生产开辟道路，但这是一个世界性难题。

参 考 文 献

[1] 应崇福. 超声学. 北京：科学出版社, 1990.

[2] Gaitan D F, Crum L A, et al. Sonoluminescence and bubble dynamics for a single, stable, cavitation bubble. J Acoust Soc Amer, 1992, 91: 3166-3183.

[3] Barber B P, Hiller R, Arisaka K, et al. Resolving the picosecond characteristics of synchronous

sonoluminescence. J Acoust Soc Amer, 1992, 91: 3061-3062.
[4] Taleyarkhan R P, et al. Evidence for nuclear emissions during acoustic cavitation. Science, 2002, 295: 1868-1871.
[5] Chen Q D, Fu L M, Ai X C, et al. Ultrabright cavitation luminescence generation and its time-resolved spectroscopic characterization. Phys Rev E, 2004, 70(4), art.047301.

撰稿人：沈建中
中国科学院声学研究所

超声分子成像的高敏锐度检测技术

High Sensitive Detection Technique for Ultrasound Molecular Imaging

超声分子成像技术是指靶向超声造影剂微气泡通过血管途径进入靶组织,与细胞或分子表面的抗原或受体进行特异性结合,应用超声造影技术反映靶区组织在分子基础方面的变化(如新生血管生成及转移)[1~2]。相对于经典影像学，它偏重于疾病的基础变化，基因分子水平的异常，有利于临床疾病的早期诊断，制定更适合的治疗方案，药物开发及治疗效果的评价。基于靶向超声造影剂的超声分子成像已经开始应用于炎症的超声增强、评价心脏移植后的急性排斥反应、血栓、新生血管的检测[3~6]。特别是新生血管是检测肿瘤、糖尿病、风湿性关节炎、动脉硬化等疾病的重要指标，超声分子成像为无创检测新生血管提供了一种新方法[3~9]。美国 Lindner 等利用超声检测到在鼠神经胶质瘤中吸附到癌抗原的微气泡信号、以区分正常组织及肿瘤组织的血管生长信号;并且超声分子成像技术可以进行功能性判断肿瘤的恶性及良性[7,10]。

尽管超声分子成像已展现出诱人的前景,但目前对于超声分子成像中靶向微泡的作用机制及检测的研究还是很不清楚,特别是缺乏对吸附的靶向微泡的高灵敏度检测技术。这就要求物理工作者开展进一步的实验和理论研究。理论上,希望能更深层次揭示够黏附微气泡的非对称的非线性振动特性。自由包膜微气泡在超声作用下可产生非线性振动，激发高次谐波、次谐波和超谐波等。相对于已广泛应用的基波，基于造影剂高次谐波、次谐波和超谐波信号的非线性成像具有灌注-组织比高等优点，逐渐在医学成像领域显示出良好的应用前景。由于黏附微气泡受到微血管和周围组织等的影响，微血管内造影剂微泡在超声激励下作非对称的非线性振动，和自由微气泡的对称非线性振动有所区别。实验上提出具有高敏锐度的微血管壁黏附微气泡的检测及成像技术。靶向黏附微泡与血管中其他自由微泡存在干涉现象，如何区分自由与黏附微泡是实现高敏锐度检测的关键。利用非线性方法检测黏附微气泡是一种很有潜力发展的新技术新方法。

参 考 文 献

[1] Dayton P A, Ferrara K W. Targeted imaging using ultrasound. Journal of Magnetic Resonance Imaging, 2002, 16: 362-377.

[2] Lanza G M, Wickline S A. Targeted ultrasonic contrast agents for molecular imaging and therapy. Current Problems in Cardiology, 2003, 28: 625-653.

[3] Winter P M, Caruthers S D, Yu X, et al. Improved molecular imaging contrast agent for detection of human thrombus. Magnetic Resonance in Medicine, 2003, 50: 411-416.

[4] Weller G E, Wong M K, Modzelewski R A, et al. Tumor vasculature can be imaged with ultrasound contrast microbubbles targeted via tumor-binding peptides. Circulation, 2003, 108: 515.

[5] Weller G E R, Lu E, Csikari M M, et al. Ultrasound Imaging of acute cardiac transplant rejection with microbubbles targeted to intercellular adhesion molecule-1. Circulation, 2003, 108: 218-224.

[6] Bloch S H, Dayton P A, Ferrara K W. Targeted imaging using ultrasound contrast agents: progess and opportunities for clinical and research applications. IEEE Eng Med Biol Mag, 2004, 23: 18-29.

[7] Ellegala D B, Poi H L, Carpenter J E, et al. Imaging tumor angiogenesis with contrast ultrasound and microbubbles targeted to alpha(v)beta(3). Circulation, 2003, 108: 336-341.

[8] Kondo I, Ohmori K, Oshita A, et al. Leukocyte-targeted myocardial contrast echocardiography can assess the degree of acute allograft rejection in a rat cardiac transplantation model. Circulation, 2004, 109: 1056-1061.

[9] Lindner J R, Song J, Xu F, et al. Noninvasive ultrasound imaging of inflammation using microbubbles targeted to activated leukocytes. Circulation, 2000, 102: 2745-2750.

[10] Leong-Poi H, Christiansen J P, Klibanov A L, et al. Noninvasive assessment of angiogenesis by contrast ultrasound imaging with microbubbles targeted to alpha-V integrins. Journal of the American College of Cardiology, 2003, 41: 430a-431a.

撰稿人：章　东

南京大学声学所

自驱动粒子自组织的非平衡统计物理

Nonequilibrium Statistical Physics of Self-Organization in Self-Propelled Particles

在各个层次上，自然界都向人类展示出它奇妙的自组织(self-organization)。例如，物理学家过去所熟知的瑞利−贝纳尔(Rayleigh-Benard)对流中形成的对流元胞，BZ 反应(Belusov-Zhabotinsky reaction)中的螺旋波以及扩散限制聚集(diffusion limited aggregation, DLA)过程中导致的自组织图案。这些模型系统向我们深刻地揭示了耗散系统(dissipative system)在远离平衡态时超乎想象的自组织能力。

近年来，一类具有广泛代表性的自组织系统开始引起物理学家的关注。构成这类体系的粒子称为自驱动粒子(self-propelled particle)。一般而言，自驱动粒子本身具有较为复杂而精巧的结构，这种结构可以使它将存储的化学能或者机械能转换为某个特定时间尺度定向运动的动能。通过物理相互作用，或者个体之间的信息传递，自驱动粒子可以调整定向运动的方向，从而在更大的时空尺度上展现出丰富的远离平衡态的集体行为。这样的系统小到如纳米尺度的蛋白质分子马达，细胞骨架中的迁移微管微丝，大到运动的细菌菌落、迁移的鱼群、鸟群等。简单如集体振动的杆状颗粒，复杂微妙则如人类社会自身。可以看出，与传统的非平衡系统相比较，自驱动粒子构成的系统是通过其个体独特的动力学性质来实现系统丰富的集体自组织行为。

对这类体系的非平衡统计物理研究，一个大的挑战首先来自于如何从如此迥异的系统中间抽象出简单而合理的物理模型，从而得到具有普遍意义的物理结论。一个比较成功的例子是 Vicsek 模型[1]。这个模型要求自驱动粒子可以估计周围粒子的平均运动方向，并试图调整自身的运动方向和估计的周围粒子平均运动方向一致。研究发现，随着粒子的自身运动方向与估计的周围粒子平均运动方向偏差减少，系统可以通过自发相变进入长程有序相。二维动态 XY 模型的重正化计算也证实了这样的长程有序相[1]。但是即使对于这样一个简单的模型体系，系统相变的确切性质目前依然尚无定论。Vicsek 模型有很多后续发展，包括推广到三维，加入拓扑信息来理解飞鸟的集体行为等[2]。当然对于如此复杂的系统，特定的模型只能抓住其中某些特点。抽象出更具实际意义、既简单又有效的模型对于深刻理解这类系统的集体行为仍然至关重要。

实验上，物理学家正在发展很多简单可控的模型系统。比如游动的细菌菌落，

是传统观测自驱动粒子自组织行为的一个较为理想的实验系统[3]。对于该系统的研究确认了涨落耗散定理在自驱动系统中不再成立。结合数值模拟，研究者证实了自驱动粒子通过环境诱导的流体动力学相互作用会导致游动的细菌菌落形成具有复杂的时空关联的集体运动等[4]。越来越精细的实验观测对于物理学家认识自驱动系统以及相关的非平衡统计理论的研究具有极其重大的作用。实验的一大挑战是如何设计更具可控性的自驱动粒子系统。诸如像细菌这样的系统的不可控性来自于许多因素的限制，比如外形、动力学的不确定性，以及对于流体环境的依赖性。一个非常具有启发意义的实验系统是具有各向异性的长杆在振动底板上的集体动力学行为。该系统中个体的自驱动行为可以人为的设计，流体动力学的影响也能得到控制。在该实验系统中已经观测到涡状(swirling)和蜂拥状(swarming)的粒子的集体运动，验证了系统出现巨涨落(giant fluctuation)的理论预言等[5]。

如上所述，无论在理论和实验上，对于自驱动粒子的研究都取得了重要的进展，但这只是一个开始。进一步，如果延伸到研究由人类社会构成的复杂体系，由于存在个体特征以及个体之间的复杂信息传递等许多因素，我们会发现该领域所面临更大的挑战性[2]。对于物理学家而言，这其中更蕴涵着认识和理解复杂非平衡组织的一大机遇。我们相信，就像过去多年物理学家在许多交叉领域中取得突破性成就一样，物理学家的努力定能帮助人类正确地认识和理解自驱动粒子组成的复杂系统中所蕴含的自然哲理。

参 考 文 献

[1] Vicsek T, Czirok A, Ben-Jacob E, et al. Novel type of phase transition in a system of self-driven particle. Phys Rev Lett, 1995, 75: 1226-1229; Toner J, Tu Y. Long-range order in a two-dimensional dynamical XY model: How birds fly together. Phys Rev Lett, 1995, 75: 4326-4329.

[2] Feder T. Statistical is for the birds. Phys Today. 2007: 28-30.

[3] Ben-Jacob E, Cohen I, Levine H. Cooperative self-organization of microorganisms. Adv Phys, 2000, 49: 395-554.

[4] Chen D T N, Lau A W C, Hough L A, Islam M F, Goulian M, Lubensky T C, Yodh A G. Fluctuations and rheology in active bacterial suspensions. Phys Rev Lett, 2007, 99: 148302; Tuval I, Cisneros L, Dombrowski C, Wolgemuth C W, Kessler J O, Goldstein R E. Bacterial swimming and oxygen transport near contact lines. Proc Nat Aca Sci, 2005, 102: 2277-2282.

[5] Narayan V, Ramaswamy S, Menon N. Long-lived giant number fluctuations in a swarming granular nematic. Science, 2007, 317: 105-108.

撰稿人：施夏清　马余强

南京大学物理系

细胞骨架的组织机理

The Organization Mechanism of Cellular Cytoskeleton

“生命在于运动”，科学上对它的深刻理解应立足于对构成生命的基本单元——细胞运动的全面认识。对于细胞运动的理解，如果仅从狭义上去阐释，则是指细胞的迁移、收缩、膨胀、分裂、融合等，那么所有这类问题都将会涉及细胞骨架系统的组织机理研究。所谓细胞骨架(图 1)，是指真核细胞质中高度动态的蛋白质纤维网架系统。它主要包括三个家族的蛋白分子各自组装成的微丝状聚集体，即微管、微丝和中间纤维，以及相关的马达蛋白和调控蛋白[1]。

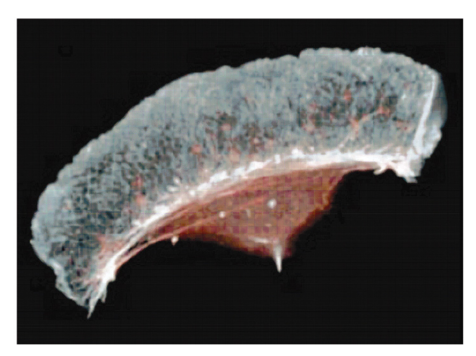


图 1　细胞骨架示意图[1]

当今生命科学在分子层次上的飞速发展向我们揭示了一个复杂庞大但组织有序的骨架系统，这个系统通过不断消耗高能分子 ATP 或 GTP 来维持它高度的动力学行为以及驱动细胞远离平衡态，从而展现出迷人而又复杂的自组织行为。开展这方面的理论研究对于认识细胞运动具有十分重要的科学意义。根据分子细胞生物学揭示的骨架系统各部分的相互作用信息，通过建立模型和计算，将有助于深刻理解细胞骨架各部分在细胞自组织运动中所起的作用[2]。

物理模型的研究目前还处于起步阶段，问题的困难来自多个方面。首先在实验上，对于模型中基本成分的确立是不全面的。真实细胞中的蛋白相互作用在实验上了解得还不够完整。比如，与微管相互作用的蛋白数量庞大而且作用并非全部明朗，这对模型的建立带来很多欠缺[3]。其次，细胞骨架的自组织在多个空间尺度和时间尺度上同时进行，这使得理论预言难以全面[2]。又如，微丝和微管的组装本身就伴随着 ATP、GTP 水解等不可逆的非线性过程[4]，同时这种自身的组装又会通过微丝

之间直接的接触相互作用影响到整个骨架系统的组织行为,这将引起微丝和微管的组装也随之发生改变[5]。这种不同尺度间的相互关联导致整个系统的理论研究变得极为困难。第三,真实细胞中调控的复杂性导致微丝和微管所处的分子环境不断改变。细胞通过信号传导可以感受到周围力学、化学环境的微弱变化,从而对驱动细胞骨架组织做出相应的调整。细胞自身也要不断经历细胞分裂等活动,这些活动需要细胞骨架的响应。细胞会激活很多与细胞周期相关的蛋白,其中一部分会与细胞骨架的组织直接相关,但是这些过程在实验上目前仍然不很清楚[1]。这些问题的艰难和复杂性对开展整个细胞骨架系统的理论研究带来困难。建立在已知的实验现象,通过计算和模拟可以使我们更加清楚地认识哪些作用对于某些骨架组织形态是必须的,或者它也可以告诉我们现有的信息为何是不够充分的。这样的结论对于实验研究具有十分重要的指导意义,可以促进相关实验的进一步观测和理解。

在过去 20 年中,软物质物理学在实验和理论的迅速发展使物理学家学会如何研究复杂体系如聚合物、胶体、生物大分子等在平衡或近平衡下的相似行为。模拟的研究则有可能更为深入地探讨这些体系的非平衡自组织过程。但正如上面所述,由于细胞骨架系统跨越了多个时空尺度,任何一种单一的理论模型,或者模拟方法都很难全面地给出跨尺度的精确预言。这就需要在不同层次上分别建立相应的粗粒化模型并能够有效地加以联系[2]。这种理论研究中的妥协是由于问题的复杂性所带来的,但在给定尺度下的模型往往更能紧密地与实验联系,抓住研究对象的物理本质。这对发展非平衡统计物理学提供了一种很好的机遇,即在某个尺度上刻画细胞骨架所呈现出来的不断变化但又相对稳定的形态,通过实验的检验有助于提出一套成功的粗粒化方案。目前,理论和模拟在这方面均有不少尝试,但远未成功。我们认为发展一套强有力的非平衡态理论框架是研究细胞骨架自组织行为的一大挑战[6]。结合分子细胞生物学的发展,通过理论模型设计的努力,今后使我们有可能建立起一套较为可靠并且在自然界可以对照和实现的非平衡统计模型。无疑,这对于人类认识真实的自然界和更深层次的参与和调控细胞层次的自组织行为具有重要的指导意义。

从以上简单的论述中我们可以看到,深入理解细胞骨架自组织行为的困难同时来自于实验和理论。事实上,也只有依靠理论模型和实验观测之间相互不断促进,我们才有可能对这一涉及多层次、多学科交叉的复杂系统有较全面的认识。

参 考 文 献

[1] Alberts B, Johnson A, Lewis J, Raff M, Roberts K, Walter P. Molecular Biology of the Cell. 4th Ed. New York: Garland Science, 2002.

[2] Karsenti E, Nedelec F, Surrey T. Modelling microtubule patterns. Nature Cell Biol, 2006, 8: 1204-1277.

[3] Sedbrook J C. MAPs in plant cells: Delineating microtubule growth dynamics and organization. Curr Opin Plant Biol. 2004, 7: 632-640.

[4] Howard J, Hyman A A. Dynamics and mechanics of the microtubule plus end. Nature, 2003, 422: 753-758.

[5] Surrey T, Nedelec F, Leibler S, Karsenti E. Physical properties determining self-organization of motors and microtubules. Science, 2001, 292: 1167-1171.

[6] Kruse K, Joanny J F, Julicher F, Prost J, Sekimoto K. Generic theory of active polar gels: a paradigm for cytoskeletal dynamics. Eur Phys J E, 2005, 16: 5-16.

撰稿人：马余强　施夏清

南京大学物理系

生物膜组织和微脂筏的形成

Biomembrane Organization and Lipid Rafts

生物膜是由双亲磷脂分子通过亲水和疏水作用组装形成的双层膜结构,厚度大约 5nm 左右[1]。每个磷脂分子都是由一个亲水的头和两条疏水的尾巴组成。目前的研究表明，生物膜内往往包含有大量的嵌入物，如膜蛋白、胆固醇等。一旦有蛋白质嵌入到膜内，磷脂分子在膜内分布将会不均匀并导致膜的形状和厚度发生变化。有意义的是膜表面会出现筏状的微畴结构(lipid rafts)[2,3]， 如图 1 所示。这些微畴结构是由一些磷脂分子非常紧密地排列形成,即磷脂分子紧密地聚集在蛋白质周围所形成的畴结构。它是一种特殊的相，既具有流动性，又具有一定的有序性，因而被称为流体有序(liquid-ordered)相。这种流体有序相往往分散在其他磷脂分子的流体无序(liquid-disordered)相中，这样膜内就形成两相共存。研究表明脂筏结构的形成与磷脂-磷脂、磷脂-蛋白质、蛋白质-蛋白质之间的相互作用直接相关[1]。胆固醇是另一类嵌入生物膜内的物质。它是真核细胞膜的基本成分，对于发挥膜的功能起着非常重要的作用。胆固醇嵌入膜内也会导致脂筏结构的形成，被观察到液体有序相和液体无序相的共存[4,5]。 实验已表明脂筏结构的存在依赖于膜内胆固醇浓度。在一定的浓度下，脂筏结构产生；浓度的增加也许使脂筏结构消失。实验也观测到磷脂筏内胆固醇浓度过高时，会引起胆固醇相互连接，形成链状分布， 或发生结晶。 类似有许多其他的物质如药物粒子、纳米颗粒等，当它们嵌入到生物膜内，也被观察到有类似的现象出现。重要的是目前已有足够的证据表明这些嵌入物的存在引起的生物膜结构、形态上的变化对细胞内/间的信号传递、细胞黏合、细胞吞噬，以及对磷脂分子的调控等方面起着十分重要的作用[6]。

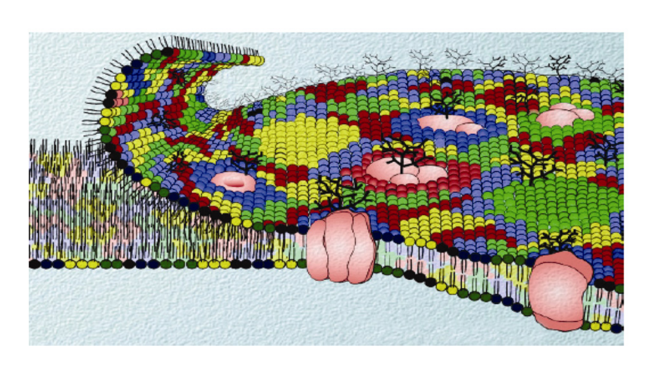


图 1 生物膜复杂结构示意图[2]

近来对于生物膜的这些复杂结构的研究尚不清楚,特别是对脂筏结构的形成机理、结构稳定性等问题还存在分歧。这就要求物理工作者开展进一步的实验和理论研究：实验上，希望发展更高的显示技术探测纳米尺度下的膜表面不均匀结构[7]；理论上,希望能够更深层次揭示其中的物理本质,包括磷脂相分离和畴结构形成的物理机制。一个重要的挑战是弄清实际生物膜体系由于胆固醇、膜蛋白等引起侧向膜结构组织的改变,包括膜筏的形成与控制的机理,以及进一步理解生物膜结构与它的功能关系。如基于膜蛋白、胆固醇、药物等疏水嵌入物诱导膜组织的大量实验中所获得的共用特征,是否可以提出一类描述生物膜和疏水嵌入物复合体的普适模型,来研究疏水嵌入物在膜内引起的膜侧向组织，进一步与实验结果比较；进一步针对实际膜蛋白、胆固醇、药物的不同几何形态引起的膜组织改变，理解特定的蛋白引起的膜畸变以及和功能的关系[8]。

参 考 文 献

[1] Mouritsen O G. Life: as a Matter of Fat. Berlin: Springer-Verlag, 2005.

[2] Edidin M. Lipids on the frontier: a century of cell-membrane bilayers. Nature Reviews Molecular Cell Biology, 2003, 4: 414-418

[3] McConnell H, Vrljic M. Liquid-liquid immiscibility in membranes. Annu Rev Biophys. Biomol. Struct. 2003, 32: 469-492.

[4] Maxfield F, Tabas I. Role of cholesterol and lipid organization in disease. Nature, 2005, 438: 612-621.

[5] Baumgart T, Hess S, Webb W. Imaging coexisting fluid domains in biomembrane models coupling curvature and line tension. Nature, 2003, 425: 821-824.

[6] Brown D A, London E. Functions of lipid rafts in biological membranes. Annu. Rev. Cell Dev Biol, 1998, 14: 111-136.

[7] Kraft M L，Weber P K, Longo M L, Hutcheon I D, Boxer S G. Phase separation of lipid membranes analyzed with high-resolution secondary ion massspectrometry. Science, 2006, 313: 1948-1951.

[8] Reynwar B J, Illya G, Harmandaris V A, Muller M M, Kremer K, Deserno M. Aggregation and vesiculation of membrane proteins by curvature-mediated interactions. Nature, 2007, 447: 461-464.

撰稿人：马余强
南京大学物理系

胶体颗粒体系中的可见光局域化

Localization of Visible Light in Colloidal Particle Systems

P.W. Anderson 在 1958 年的革命性论文中提出电子波局域化的概念。他提出当有序的原子晶格结构中出现一定无序性时，电子就会失去扩散性，欧姆定律不再适用；随着无序性的增强，电子平均自由程降低，出现散射环路的概率增加，最终电子波函数出现空间局域性，体系从导电态进入绝缘态[1]。粗略地说，波的强局域化(Anderson 局域化)就是在随机介质中由于结构干涉导致波的相干背散射增强，从而正常扩散受抑制直到完全消失。二维和一维的随机介质出现局域态，而在三维随着无序性的增强随机介质就会发生从导电态（拓展态）到绝缘态（局域态）的量子相变。但是实验上电子强局域化的观测非常困难，这是因为在非零温度下电子间相互作用破坏了波的相长干涉[2]。

局域化的概念可以推广到一般波动系统特别是光波。因为光子间无相互作用，所以无序的光学介质是实验上研究局域化的理想系统。通常情况下光在无序介质中的传播也是通过扩散过程，并展示欧姆定律。特别是，在一维情形光的透射率反比于体系厚度。局域化理论预言当体系厚度达到一定尺寸时光的透射率随体系厚度的增加指数下降，光子进入局域态[3~4]。

怎样才能实现光子的强局域化呢？按照 Ioffe-Regel 判据，光子局域化时 $kl^{*}\leqslant 1$，k 是光在散射介质中的有效波数(波长倒数的 2π倍)，l^{*}是在散射介质中的输运平均自由程($l^{*}\sim a$，在胶体颗粒结构中 a 为颗粒间距)[5]。所谓输运平均自由程，形象地说，就是光经过多重散射后发生随机出射的最短传播距离。事实上，探测三维光强局域化现象的常用方法就是观察无序介质的透射率是不是出现指数衰减。

据报道,目前已经发现多起电磁波的强局域化现象。除了微波波段的电磁波局域化外，目前还发现多起光子的强局域化的实例，有近红外区域的，也有可见光区域的。在近红外区域和可见光区域的强散射材料包括 ZnO 颗粒、$BaSO_4$ 颗粒、TiO_2 颗粒、GaAs 颗粒和 GaP 宏观多孔材料[6]。

但是实验上透射率的指数衰减也可能出自介质吸收,因此随机介质的吸收一定要小。事实上这是观测光局域化的重要障碍，至今还缺乏无序块材中光局域化的明确证据。为了增强光散射，人们期望选择高折射率材料， 但是不少高折射率材料的吸收很大，而低吸收材料，如聚苯乙烯，折射率太低。和微波相比，物质对可见光的吸收要大得多。

光的强局域化理论和实验中还存在许多问题。

比如，在实验中 Ioffe-Regel 判据很难满足。为此，S. John[7]在 1987 年提出了一个全新的概念：在掺杂的光子晶体中强局域化比较容易实现，这是因为完美光子晶体中处于导带底的光子的有效波数充分小。但是至今这个预言没有得到实验证实，而概念上还有待更深入的理论发展；

实现三维体系光子强局域化具有很高的挑战性，也很有趣。从理论上，它有助于人们深入了解一系列重要问题，比如金属-绝缘体的量子相变、局域化-退局域化的量子相变等。从应用角度看，它对于理解和研制粉末随机激光[8]，对提高太阳能电池效率[9]等至关重要；

胶体颗粒体系中的无序状态的程度同光传播的扩散系数的关系目前也不明确。目前从实验上发现，当体系中无序状态的程度充分大，或充分小(完美光子晶体中无序状态的程度最小)，光传播扩散系数较大；无序状态的程度不太大，也不太小时，光传播扩散系数才会最小[10]。理论上充分解释这些实验，并深入理解无序结构的长程或短程特性是否会本质上影响到局域化行为，无论对理论研究还是应用研究都很迫切；

最近，非线性和光强局域化的相互作用吸引了大量的注意。比如，在非线性存在时 Anderson 局域化会不会遭到破坏？在非线性周期结构中存在随机涨落时，孤波能不能形成，模式不稳定性和斑图形成是不是会出现[11]？

由于获得真正的光子强局域化很难，而光子的弱局域化可以看做是光子强局域化的先兆，所以，为了摸清光子局域化的一般规律，人们对光子的弱局域化进行了深入的理论研究，并用相干背散射实验开展实验研究[12]。入射光进入具有一定无序态的非磁光散射介质，由于时间反演对称性散射波和入射波的传播方向可以相反。如果它们的光路相同，相位相差就很小，这时两者就相长相干而发生了相干背散射(弱局域化)。这时散射强度的角分辨图展示尖锐的三角形，而入射的反方向上的散射强度比其他方向的强度大，并且，入射的反方向上的散射强度几乎是背景散射强度的两倍[13]。

为了研究三维体系中不同无序结构下光的局域化现象，人们意识到三维胶体颗粒体系是理想的材料。特别是，对于研究可见光的弱局域现象怎样随胶体结构无序性而逐步变化，将为研究可见光的强局域化打下基础。

参 考 文 献

[1] Anderson P W. Absence of diffusion in certain random lattices. Phys Rev, 1958, 109: 1492.

[2] Altshuler B L, Aronov A G, Khmelnitsky D E. Effects of electron-electron collisions with small energy transfers on quantum localization. J Phys C: Solid State Phys, 1982, 15: 7367-7386.

[3] Sheng P, Zhang Z Q. Scalar-wave localization in a two-component composite. Phys Rev Lett,

1986, 57: 1879-1882;

[4] Wiersma D S, Bartolini P, Lagendijk A and Righini R. Localization of light in a disordered medium. Nature, 1997, 390: 461.

[5] Ioffe A F, Regel A R. Progress in semiconductors. 1960, 4: 237; Mott N F, Metal-Insulator Transitions Second Edition. London: Taylor & Francis, 1990: 1, Section 6.

[6] Peeters W H, Vellekoop I M, Mosk A P, Lagendijk A. Wavelength dependence of light diffusion in strongly scattering macroporous gallium phosphide. Phys Rew, 2008, A77: 035803 and the references cited in.

[7] John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. Phys Rev Lett, 1987, 58: 2486-2489.

[8] Cao H. Review on Latest developments in random lasers with coherent feedback. J Phys A: Math Gen, 2005, 38: 10497-10535.

[9] Rodriguez I, Atienzar P, Ramiro-Manzano F, Meseguer F, Corma A, Garcia H. Photonic crystals for applications in photoelectrochemical processes Photoelectrochemical solar cells with inverse opal topology. Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications, 2005, 3(2-3): 148-154.

[10] Toninelli C, Vekris E, Ozin G A, John S, Wiersma D S. Exceptional reduction of the diffusion constant in partially disordered photonic crystals. Phys Rev Lett, 2008, 101: 123901-123904.

[11] Schwartz T, Bartal G, Fishman S, Segev M. Transport and Anderson localization in disordered two-dimensional photonic lattices. Nature, 2007, 446: 52.

[12] Albada M V, Lagendijk A. Observation of weak localization of light in a random medium. Phys Rev Lett, 1985, 55(24): 2692-2695.

[13] 张朋翔, 黄志明, 沈学民. 随机介质中的相干背散射. 物理学进展, 2006, 26(1): 117.

撰稿人: 周鲁卫[1] 田矗舜[2]

1 复旦大学物理系

2 德国科隆大学物理系

流感病毒的进化动力学之谜

The Puzzle of the Evolutionary Dynamiss of Influenza

流行性感冒表现出两个看似相互冲突的特点[1]：一方面，一个宿主可以反复被感染上流感病毒，因为流感病毒突变足够快从而能够逃脱获得性免疫的攻击；另一方面，在任何一个给定的流行季节中，我们都能充分地确定流感病毒的毒株种类，从而找出有效的疫苗。近年来，我们得到了一些最常见的流感病毒株的基因序列，其中特别有意思的是编码血凝素蛋白质(HA)和神经氨酸酶蛋白质(NA)的基因序列。血凝素和神经氨酸酶不仅在病毒感染过程中起重要的作用，而且也是宿主细胞免疫反应的重要靶位。不同流感毒株 HA 基因的亲缘树呈现梳状结构[见图 1(左)]，有一条明显的主干和一些短暂存活的分支。在一个给定流行季节中能共存的少数几个毒株中，那个在其 HA 序列的某些“诊断性”密码子处发生高积累性突变的毒株最有可能靠近亲缘树的主干而得以继续进化[2]。这一点是和直观的想法相符合的，因为具有一种和最盛行的病株不相同的 HA 蛋白能使流感病毒具有更高的概率逃脱宿主群体的免疫反应。从而我们可以预见，自然选择加快了病毒进化的趋异性，并更倾向于选择那些在群体免疫中存活下来的病毒株。

但是,上述讨论没有解释为什么在任意给定流行季节中存在的病毒株自身似乎并没有发生分化。因此我们面临的困惑是：为什么流感病毒趋异很快，但却分化很小?

基于简单模型的模拟可以观察到两种可能的演化稳定区域:一是病毒种群不能够维持自身存活而消失;另一个是病毒分化成越来越多在免疫上相互独立的病毒种类，所以单个宿主在感染了一种病毒并恢复后还是可能又感染另一种病毒[3]。为了解决如上提出的两难问题，人们引入了好几种进化机制。考虑到流感的强季节性特点，人们猜想在每个流感流行季节之后病毒种群会遭遇一个很严重的瓶颈时期，于是只有那些当年盛行的毒株能存活到下一年。但模拟的结果表明该机制并不能充分地解释观察结果，而且流感病毒受到强烈季节性影响的机制本身也缺少满意的解释。 另外的一些研究表明[4, 5]，如果考虑到宿主体内存在因感染任意一种病毒而获得的短暂的超越病毒种类的免疫力，再加上病毒种类之间传染性的内在涨落，就可以很好的解释观察结果。然而，这个对于疫苗接种策略能带来重大影响的超越病毒种类的免疫力现象目前还没有被独立地证实。

最近人们开始更细致地研究免疫反应与不同病毒株的基因距离之间的关系。

在 HA 蛋白质的编码序列中能够辨认出不同的亚型,在同一个亚型中的交叉免疫概率很高，但不同的亚型的交叉免疫则很低。有研究者建议，流感病毒沿着一个中性网络在一种病毒亚型内扩散移动以逃脱宿主的免疫反应,直到一个有利的变异使一个毒株变成另外一个亚型[6]。这种观点很有趣，但仍没有解释这个机制是怎样能避免前面提到的灭绝和分化的两难问题:在前面提到的简单模型之中可以将免疫反应的空间结构也考虑进来，这样就会得到相同的结果，只是对所用参数给出了一套不同的解释。近年来，人们对流感病毒表面的抗原决定基的结构(能被宿主免疫系统识别的靶位)空间也进行了更细致的分析。研究发现这些决定基变异位点的数目相当的少，这意味着在某个流行季节中，病毒为躲过宿主的免疫系统而采取变异的可选位点数目也很少[7]。另一方面也发现在季节性传染病中，宿主被不同病毒同时感染的概率很高，这样就导致病毒基因在不同病毒株中的横向迁移频率很高。这些发现对于流感病毒的进化动力学问题研究的可能影响目前还不清楚。了解流感病毒的进化动力学需要同时了解其传染病学的行为。进化动力学与传染病学两者间的关联也在其他疾病中也是明显存在的，如麻疹和 HIV 的感染。特别需要指出的是，在一个给定宿主体内演化的 HIV 病毒的亲缘树和流感病毒的亲缘树有令人惊奇的相似性，至少在一个演化的暂态是这样(见图 1) [8]。因此，掌握流感病毒的进化动力学对研究单个宿主体内的 HIV 病毒进化机制也会有很大的帮助。

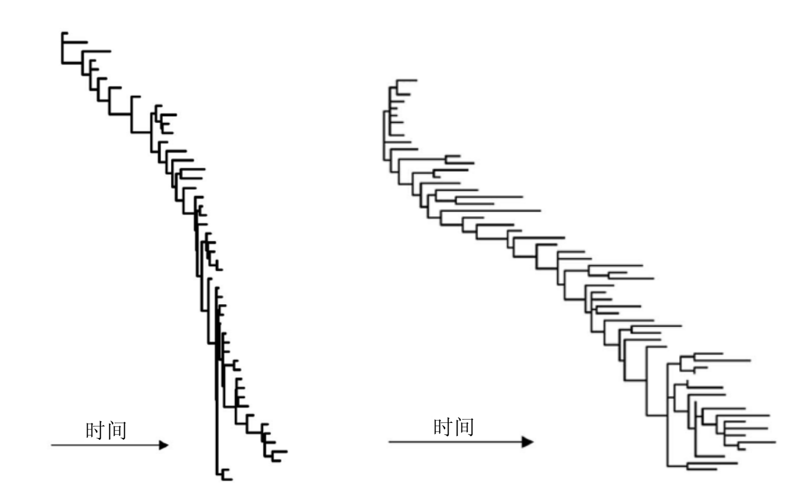


图 1 (左) H3N2 流感病毒亚型 HA 基因的亲缘树；(右)单个宿主内的 HIV 病毒亲缘树的一个示例[8]

参 考 文 献

[1] Earn D J, Dushoff J, Levin S. Trends Ecol Evol, 2002, 17: 334.

[2] Bush R M, Bender C A, Subbarao K, Cox N J, Fitch W M. Science, 1999, 286: 1921.

[3] Girvan M, Callaway D S, Newman M E J, Strogatz S H. Phys Rev E, 2002, 65: 031915.
[4] Ferguson N M, Galvani A P, Bush R M. Nature, 2003, 422: 428.
[5] Tria F, Laessig M, Peliti L, Franz S. Stat J. Mech, 2005, 1: 07008.
[6] Koelle K, Cobey S, Grenfell B, Pascual M. Science, 2006, 314: 1898.
[7] Recker M, Pybus O G, Nee S, Gupta S. PNAS, 2007, 104: 7711.
[8] Grenfell B T, et al. Science, 2004, 303: 327.

撰稿人：Luca Peliti
Dipartimento di Scienze Fisiche, Universita “Federico II”
I-80126, Napoli, Italy
（徐　悦　周海军　译）

颗粒物质的动力学问题和统计力学描述

The Dynamics and Statistical Description of Granular Systems

颗粒物质在自然界比比皆是。他们与人类的生产和生活息息相关。颗粒物质指的是肉眼可见的物体，其直径小到几百微米，大到几千公里，尺度跨越至少 12 个数量级。这类体系在自然界中无处不在，与我们的日常生活休戚相关，对其静力学和动力学的研究具有深远意义。

自 20 世纪 90 年代以来，对颗粒物质的研究逐渐成为热门课题。在不同的条件下，大数目颗粒物质的集体行为可呈现类似固体、类似液体、类似气体的特性[1~4]。例如，当坡面倾角小于临界角时，静态砂堆就像固体。当坡面倾角大于临界角时，砂堆表层出现类似液体的流动。盛于柱形容器内的颗粒物质对容器底部的压力并不随柱高线性增长，而呈饱和特性。当颗粒物质受到振动激励时，其中出现一些类似通常流体的现象，如表面波动[5]、对流[6]等。但是，这种波动的模式不像通常流体那样表现为对外界能量输入的共振，而是类似固体与类似液体状态间的具有很强的非线性与滞后转变的结果。他们与边界条件无关，而是由颗粒的性质及外加激励决定。发生对流时，视容器形状的不同，对流环可能表现为中间粒子上升或下降。振动激励还可能导致颗粒层表面出现静态斑图，如隆起[7]，以及不同颗粒的分层[8]等。在稠密颗粒物质中，除了可以传播通常的声波[9](亦与通常固体、液体中不同！)外，颗粒间的互作用力还可以孤立波形式在力链中传播[10]。然而人们对这些现象的实质尚知之不多，许多尚在探索研究之中。对颗粒物质的研究，不仅在于其自身，有些也是其他一些非线性现象的类比原型，如有些现象与半导体、黏-滑摩擦以及地震中的崩溃有关。而自组织临界现象的原始工作则更是直接借助沙堆的崩塌进行的[11]。对颗粒物质的研究至今尚无完整理论体系。虽然在一些极端情形，如稠密慢速流[12]或稀薄高速流[13]，有一些所谓颗粒流体动力学模型，但是现有的关于通常固体、液体、气体的理论都不能简单用到颗粒物质系统。

颗粒物质没有内聚力，只有排斥力。理论研究的困难主要来自颗粒物质的互作用具有极强的耗散性、非线性以及滞后特性。迄今仍然存在许多对现有物理学具有挑战性的问题。例如虽然人们已知砂堆堆积与历史状态有关，但却不知道如何将这一关联包含到斑图理论中去；对颗粒系统尝试作流体动力学描述时，很显然，通常流体的无滑移边界条件不适用，但人们仍然不知道如何正确处理这一边界条件，以及牛顿流体力学如何修正才能正确描述颗粒流。

相较于其他两个态，颗粒气态是最有希望得到相对完整的理论描述的。热能

kT 对颗粒物质系统完全可以忽略不计。人们借助对平均流的涨落运动定义了“等效温度”，据此虽可以解释粒子扩散、压力、输运等现象，但却远不能与分子系统的统计理论相比拟。

我们要问的问题有三个：① 麦克斯韦-玻尔兹曼速度分布律可能是平衡态统计力学中最重要的结果之一。在颗粒气体这样的非平衡态体系中颗粒是否仍遵从同样的速度分布律？对平均自由程大等于体系特征长度的稀疏态颗粒气体体系,如何找出普适的颗粒速度的分布律，或者如果颗粒气体的速度分布函数是非普适的，我们应该如何描述它[14]？② 事实上，在孤立的碰撞能量耗散的颗粒体系中颗粒最终将静止下来，速度会趋于零。我们希望了解速度是如何收敛到此一最终的δ函数分布的[15]？③ 对平均自由程小于体系特征长度的稀疏态颗粒气体体系,团簇的形成是颗粒体系的重要特性之一[16]。这种由于颗粒间的非弹性碰撞所形成的颗粒在局部的凝聚行为具有自发对称性破缺的特征,使得颗粒气体中自动形成高密度区域和低密度区域共存的非均匀状态，类似于气体中液滴的形成(相变示意图如图 1 所示)[17]。我们的问题是如何确定团簇形成的两相共存亚稳分解区，并且使此一预测得到验证？

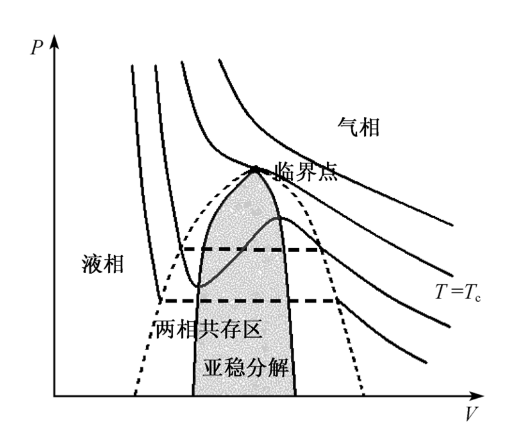


图 1　“颗粒液体”和“颗粒气体”体系的相图[18]

参 考 文 献

[1] Jaeger H M, Nagel S R. Physics of the granular state. Science, 1992, 255: 1523.

[2] Jaeger H M, Nagel S R, Behringer R P. The physics of granular materials. Phys Today, 1996, 49(4): 32.

[3] Duran J. Sands, Powders, and Grains: An Introduction to the Physics of Granular Materials. New York: Springer, 2000.

[4] Ristow G H. Pattern Formation in Granular Materials, Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2000.

[5] Melo F, Umbanhowar P, Swinney H L. Transition to parametric wave patterns in a oscillated

granular layer. Phys Rev Lett, 1994, 72: 172; Umbanhowar P B, Melo F, Swinney H L. Localized excitations in a vertically vibrated granular layer. Nature, 1996, 382: 793.

[6] Medved M, Jaeger H M, Nagel S R. Convection in a fully immersed granular slurry. Phys Rev E, 2001, 63: 061302.

[7] Pak H K, Doorn E V, Behringer R P. Effects of ambient gases on granular materials under vertical vibration. Phys Rev Lett, 1995, 74: 4643; Miao G, Huang K, Yun Y, Zhang P, Chen W, Wei R. Formation and transport of a sand heap in an inclined and vertically vibrated container. Phys Rev E, 2006, 74: 021304.

[8] Rapaport D C. Mechanism for granular segregation. Phys Rev E, 2001, 64: 061304.

[9] Liu C H, Nagel S R. Sound in sand. Phys Rev Lett, 1992, 68: 2301.

[10] Nesterenko V F. Propagation of nonlinear compression pulses in granular media. J Appl Mech Tech Phys, 1984, 24: 733.

[11] Bak P, Tang C, Wiesenfeld K. Self-organized criticality. Phys Rev, 1988, A 38: 364.

[12] Haff P K. Grain flow as a fluid-mechanical phenomenon. J Fluid Mech, 1983, 134: 401.

[13] Jenkins J T, Savage S B. A theory for the rapid flow of identical, smooth, nearly elastic, spherical particles. J Fluid Mech, 1983, 130: 187.

[14] Ben-Naim E, Krapivsky P L. Phys Rev E, 2002, 66: 011309.

[15] Ben-Naim E, Chen S Y, Doolen G D, Redner S. Phys Rev Lett, 1999, 83: 4069.

[16] Goldhirsch I, Zanetti G. Clustering instability in dissipative gases. Phys Rev Lett, 1993, 70(11): 1619-1622.

[17] Liu Rui, Li Yinchang, Hou Meiying, Meerson Baruch. Van der Waals-like phase separation instability of a driven granular gas in three dimensions. Phys Rev E, 2007, 75: 079705.

撰稿人：厚美英[1]　缪国庆[2]

1 中国科学院物理研究所

2 南京大学物理系

电(磁)流变液的稳定性

The Stability of Electro (Magneto) Rheological Fluids

当你把一些几十微米、几百纳米，甚至几十纳米的细微高介电常数颗粒调和到绝缘油液中，就得到了电流变液；同样，如果把一些经过改性的氧化铁颗粒调到油液中，就可以得到一种最简单的磁流变液。在高电场(或磁场)下，电流变液(磁流变液)的颗粒就形成牢固的结构，要想使这种材料的颗粒组成的结构变形，就会遇到几个、几十甚至几百千帕(kPa)的屈服应力。

油液和直径大约几十微米的介电颗粒可以组成传统电流变液，颗粒间的相互作用主要来自于点偶极相互作用。马红孺等从第一性原理出发，得出在 1kV/mm 电场下，传统电流变液的屈服应力和剪切模量的上限是分别是 8kPa 和 4MPa [1]。极化分子电流变液[2]通常由小于 1μm 的胶体介电颗粒经过处理，表面包裹极化分子，并和绝缘油液调和而得到，也有称为巨电流变液[3]。极化分子电流变液的屈服应力可以比传统电流变液大几十，甚至上百倍；屈服应力随电场线性增长，而不是像传统电流变液那样与电场成二次方；屈服应力随颗粒尺寸变小而变大，而不是像传统电流变液那样随颗粒尺寸变大而变大；胶体颗粒和油液之间浸润性适当，有利于提高电流变液的屈服应力。上述问题无论在实验还是理论上都有待于深入研究。

电流变液（磁流变液）在大规模使用前还得提高材料稳定性。所谓提高稳定性一是指材料延长使用寿命，解决长期使用后材料零场黏度过高（使用稠化）的问题，二是指提高在强剪切下颗粒层状结构稳定性，使得剪切应力不致大幅下降。

人们克服种种困难，尝试得到适合各种实际应用的电流变液；人们建立各种模型，以求解释极化分子电流变液的各种特性。人们提出了若干解释传统变性质的理论，也提出了若干解释极化分子电流变性质的机制，但是尚未找到既可完整描述传统电流变液，也能解释极化分子电流变液所有重要实验结果的模型，当一些参量(如极化分子数密度，或颗粒大小等)变化时，解释极化分子电流变效应的模型，能自动过渡，用于解释传统电流变效应。人们迫切感到需要仔细梳理，既不漏掉一个重要的相互作用，也要避免计入并未起重要作用的因素，以求抓到极化分子电流变特性的本质。

人们还在努力找到提高极化分子电流变液、磁流变液颗粒结构稳定性的机制和手段，获得在高剪切情况下的仍然具备强剪切应力的材料。在强电场(或强磁场)作用下，极化颗粒形成强有力的结构，比如在没有剪切流动的场合下，形成柱状结构，

这是屈服应力的来源。但是绝大多数电(磁)流变液的应用都是利用电(磁)流变液处于流动时的剪切应力。实验和理论计算都表明，强剪切流倾向于破坏传统电流变颗粒的柱状结构[4]；实验还证明，判断电流变液是否优良，静止时颗粒在电场下颗粒能否成链并不重要，重要的是在电场和剪切共同存在时，颗粒能否形成层状结构[5]。磁流变液也有类似性质。和材料的屈服应力相比，材料的剪切应力一般都低得多。在实验上要观察极化分子电流变液纳米量级颗粒的结构稳定性就很困难。人们还希望理解应力下降的过程，尽量减少应力的下降；避免在强剪切流作用下材料产生过高温度，导致极化分子分解；避免材料长期使用后“零场稠化”(使用变稠)以及漏电流变大；研究提高高场与零场剪切应力之比的物理机理，既要设法提高高场剪切应力，更要注重降低零场剪切应力等等。这些工作对于理解极化分子颗粒的相互作用，对于实际应用会有很大帮助。

麦森数 *Mn* 可以用来描述电(磁)场的作用力和流体力学作用力的竞争作用。临界麦森数就是在临界电(磁)场下的麦森数。有人利用二流体连续模型，预测临界麦森数与剪切速率无关，只与电(磁)流变液中固体颗粒体积分数有关[6]。实验发现，对于传统电流变液，临界麦森数和剪切速率有微弱的关系[7]；而磁流变液的临界麦森数和剪切速率却明显相关，剪切速率较大时，临界麦森数有较大增长[8]。这两个结果和二流体连续模型的预测都不相同，磁流变液和该模型的差异更大，其中原因尚不清楚。可能是因为在上述理论模型中没有考虑到胶体相互作用力的变化，也可能是因为上述理论模型只考虑偶极矩相互作用[9]，但是这些猜测都没有涉及电流变液和磁流变液的不同。

实验观察极化分子电流变颗粒的结构稳定性，观察宏观颗粒结构斑图和剪切应力的关系，建立相应理论模型，既能解释传统电流变液、极化分子电流变结构稳定性实验，也能解释磁流变液颗粒结构稳定性实验，可以在共同的物理基础上理解电流变液、磁流变液剪切应力低于屈服应力的现象，并为制备强剪切流下仍然具备强剪切应力的极化分子电流变液、磁流变液提供有效的建议。

参 考 文 献

[1] Ma H R, Wen W J, Tam W Y, Sheng P. Dielectric electrorheological fluids: theory and experiment. Adv Phys, 2003, 52: 343; Hongru Ma, Weijia Wen, Wing Yim Tam, Ping Sheng. Frequency Dependent Electrorheological Properties: Origin and Bounds, Phys. Rev. Lett, 1996, 77: 2499.

[2] Kunquan Lu，Rong Shen, Xuezhao Wang, Gang Sun, Weijia Wen, Jixing Liu. Polar molecule type electrorheological effect. 2007, 21: 28-29, 2007: 4798-4805; 陆坤权, 沈容, 王学昭, 孙刚, 曹则贤, 刘寄星. 极性分子型电流变液. 物理, 2007, 36: 745; Bao-Xiang Wang, Yan Zhao, Xiao-Peng Zhao, The wettability, size effect and electrorheological activity of modified titanium oxide nanoparticles, Colloids and Surfaces A: Physicochem Eng Aspects, 2007, 295:

27; Xu L, Tian W J, Wu X F, Wang C X, Cao J G, Zhou L W, Huang J P, Gu G Q. Electrorheological fluids of TiO_2 modified by 1,4-Butyrolactone: Preparation, characterization, and mechanism analysis. J Mater Res, 2008, 23(2): 409.

[3] WEN W J, Huang X X, Yang S H, LU K Q, Sheng P. The giant electrorheological effect in suspensions of nanoparticles, Nature Materials, 2003, 993: 1.

[4] Jianwei Zhang, Xiuqing Gong, Chun Liu, Weijia Wen, Ping Sheng. Electrorheological Fluid Dynamics, preprint, 2008.

[5] Henley S, Filisko F E. Lamellar structures induced coupled electromagenetic and shear fields: a defining character of ER/MR activity, Int J Mod Phys B, 2002, 16: 2286.

[6] Pfeil K v, Graham M D, Klingenberg D J, Jeffrey F Morris. Structure evolution in electrorheological and magnetorheological suspensions from a continuum perspective. J App Phys, 2003, 93: 5769.

[7] Kittipoomwong D, Klingenberg D J, Shkel Y M, Morris J F, Ulicny J C. Transient behavior of electrorheological fluids in shear flow, J Rheo, 2008, 52: 225.

[8] Ulicny J C, Golden M A, Namuduri C S, Klingenberg D J. Transient response of magnetorheological fluids: Shear flow between concentric cylinders. J Rheo, 2005, 49: 87.

[9] Kittipoomwong D, Klingenberg D J, Morris J F. Transient behavior of electrorheological fluids in shear flow, in Proceedings of 10th International Conference of ER and MR Suspensions. Singapore: World Scientific, 2007.

撰稿人：周鲁卫

复旦大学物理系

蛋白质链是如何折叠成为天然结构的？

How do the Proteins Folding into Their Native Structures?

蛋白质是由氨基酸组成的链状生物大分子，通常的多肽链约为 100~1500 个氨基酸。多肽链由氨基酸表示即蛋白质的一级结构。一级结构只表示蛋白质中的氨基酸构成和排列而不表示其三维的空间结构。二级结构则意指蛋白质的一些基本三维结构，如 α 螺旋，β 片，β 发卡等。而三级结构则是由一些二级结构组成的三维构象，它反映了多肽链各部分在三维空间中的具体构象和协调排布，是多肽链的折叠结构并具有生物功能。四级结构的形成则是由于生物体中蛋白质的稳定性和功能的需要，通常由多条多肽链组成并形成折叠结构。

20 世纪 60 年代初，安芬森(Anfinsen)和他的合作者完成了一系列蛋白质变性-复性实验后，指出蛋白质的一级结构氨基酸序列包含和确定了其三维折叠结构的全部信息，即一级结构决定了高级结构。安芬森还认为蛋白质的折叠结构在一定的条件下是热力学最稳定的，即通常的自由能极小的状态。然而，一级结构是怎样决定三级结构和如何折叠成为具有特定生物功能的三级结构的？这一问题被称之为“第二遗传密码” (second genetic code)问题，也就是分子生物学中心法则的后半部分[1]。

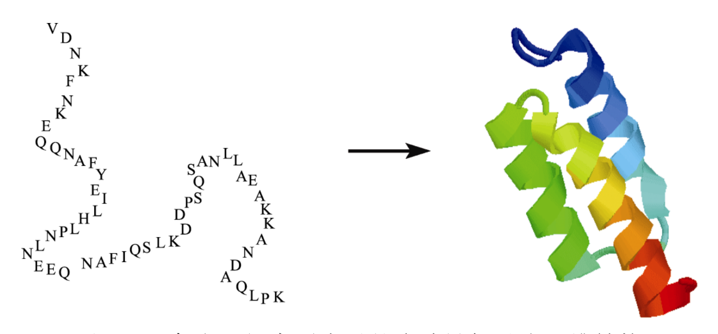


图 1　一条由一级序列表示的多肽链折叠为三维结构

蛋白质折叠应该是包含两个方面：① 变性的蛋白质或多肽链的折叠；② 通过三联密码翻译成的氨基酸序列链(新生肽链)的折叠。因为蛋白质折叠是一个十分复杂、既涉及其动力学又涉及其热力学的问题，它的研究是分子生物学中最有兴趣的问题之一，具有重大的学术意义。

遵照安芬森原理，对于一条具有确定氨基酸排列的多肽链，在一定的外界条件下，它的折叠态是自由能最低的最稳定的构象且是唯一的。此折叠态称为序列的天

然态(native state)，与之相对应的结构称为天然结构(native structure)。天然结构是具有生物功能的折叠结构。有了安芬森原理，似乎蛋白质折叠的任务就是找到自由能最小的天然态。然而，这却是不容易的，因为多肽链具有的组态空间数目是巨大的。例如，对一条具有 N 个氨基酸的多肽链，它的组态数 $M \propto K^N$，其中 K=2~6 为格点的旋转异构位置数，这样，组态数是随氨基酸个数指数增长的。组态空间的全局搜索几乎是不可能的。因此，在 1968 年黎文索尔(Levinthal)提出了所谓“黎文索尔佯谬”(Levinthal’s paradox)[2]：对于一个实际的蛋白质在它的组态空间要全局搜索出它的折叠态是不现实的。这就好比在足球场打高尔夫球，要把球打进球场中心的一个小洞，在很短的时间内这个过程是难以实现的。实验告诉我们蛋白质折叠的时间大约在 10^{-3}~1s 左右，此时间大约比它在组态空间作全局搜索的时间小十几个数量级。显然，可以推测蛋白质没有在它的组态空间作全局搜索。蛋白质是怎样在没有作组态空间的全局搜索而找到它的折叠态的？黎文索尔提出蛋白质折叠也许是沿着某一特定路径(folding pathway)进行的，黎文索尔的辩论导致人们寻求折叠的路径。

蛋白质折叠的热力学方面要求自由能是全局极小的而动力学方面要求是快速的，那么蛋白质折叠到底是热力学控制的还是动力学控制的？所谓热力学控制的意指：一个蛋白质达到它的能量全局极小并且折叠是路径无关的，即天然结构仅由最后的天然条件确定而不是由初始的变性条件确定；热力学控制的折叠需要很长的时间因为需要大量的组态搜索。动力学控制的折叠意指：折叠是在具有生物学时间尺度内快速完成的，这是由于折叠是路径有关的，最后的结构也许是不同的并依赖于折叠开始时的变性条件，因此，蛋白质也许仅仅只达到一些相应局域极小的状态。

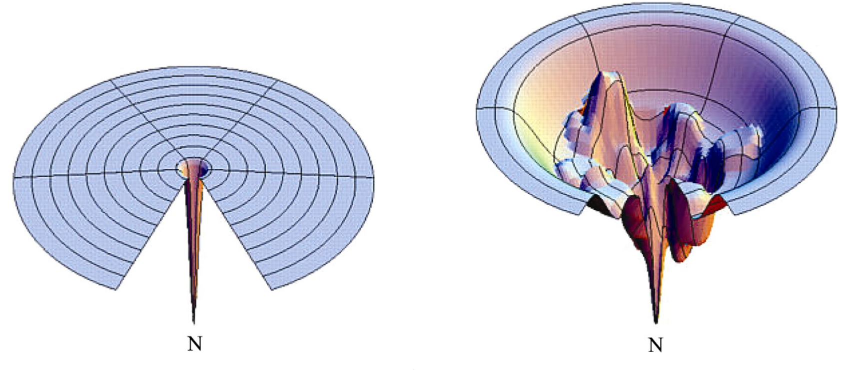


图 2　折叠漏斗

蛋白质系统有许多自由度，其自由能作为各自由度的函数构成所谓能量地形面(energy landscape)。能量地形面是一具有高低起伏和许多山沟和山谷的高维曲面，黎文索尔提出折叠是沿着某一特定路径而达到折叠态的观点。在 1995 年，Wolynes

等提出了一种所谓能量地形面的“新观点”(new view)[3]，即折叠是在一个折叠漏斗中进行的。在复杂的能量地形面上，折叠被看成为一个链状分子系综的平行流的过程，就像多溪流水从具有复杂地形结构的山坡流下一样，而不仅是一溪流水从一单个山谷中流下，这种图像着重于链状分子的系综特性和多折叠路径。

基于这种“新观点”，我们对蛋白质的折叠有了崭新的了解和理解，这个基于能量地形理论和折叠漏斗概念的“新观点”把蛋白质折叠描述成一个具有部分折叠结构的系综在能量面地形上的集体进展，从而达到使蛋白质折叠成天然态。其天然态对应着一个很深能量的漏斗底部和紧密结构组态。这二者(漏斗底部和单一紧密结构组态)之间相对简单的关系使得我们可以描述蛋白质折叠，这样即使我们只用仅仅几个简单测度，如天然态之间的相似性反应坐标，我们就可以很好地描述蛋白质折叠了。折叠被认为是由自由能面的形状和它的粗糙度控制的，而这种粗糙的能量面是来自于氨基酸相互作用之间的竞争，这些相互作用起着稳定折叠态的作用，当然也导致了非天然组态势阱的形成。能量面粗糙度不是仅有的决定序列的可折叠性的限制因素，即使这些能量面的粗糙度完全不考虑，折叠的自由能曲线(地形)也不完全光滑。理论和实验都意味着蛋白质的最后结构对决定蛋白质的可折叠性也起着主要的作用，并且折叠漏斗也可表现出动力学特性。

蛋白质系统是一种软凝聚态物质，凝聚态、统计物理学中渐趋成熟的思想、概念和方法，对于折叠问题的全面理解作了很好的准备。20 世纪 90 年代以来，在这一领域的理论研究取得了长足的进步：提出了折叠过程的统计图景解释，还基于一些简单的模型对蛋白质体系的一些特性有了基本的物理理解。这些成果推动了对蛋白质体系的认识，也有力地带动了整个问题研究的进展。与此同时，由于计算机速度的提高，使得数值模拟能力有了大大的提高，也使得许多计算凝聚态物理的概念和处理方法得到了应用。但是，这些研究离全面了解蛋白质折叠问题还有相当的距离，还需要多学科的科学家通力合作，期望能够在不远的将来人们能够有更加深刻的了解。

参 考 文 献

[1] 邹承鲁. 生物学在召唤，(名家讲演录). 上海: 上海科技教育出版社, 1999.
[2] Levinthal C. J Chim Phys, 1968, 65: 44.
[3] Wolynes P G, et al. Science, 1995, 267: 1619.

撰稿人：王　炜
南京大学物理系

玻璃质动力学过程与玻璃化转变机制

Glassy Dynamics and Glass Transition Mechanisms

如果将一种液体的温度快速冷却到一个低的水平,它常常会来不及结晶而演化到一类介于液态与晶态之间的玻璃物态[3, 4, 10]。处于玻璃态的材料除了同时具有液态与晶态的一些物性之外还有一些特别之处，尤其是虽然它的结构整体上是静止的,但它在微观以及很多个不同的介观尺度上却一直在演化。人们对玻璃态的本质和玻璃态出现的物理机理已经进行了很多实验和理论研究,但还有许多基本的问题等待回答，例如 Kauzmann 佯谬，玻璃体系在相当小的温度区间内结构重组的时间从液态的 10^{-12}s 到玻璃化转变时的 10^3s 量级连续过渡的机制，系统响应函数的非指数与非线性效应的物理起源等。1995 年，诺贝尔奖获得者 P.W. Anderson 在给 Science 杂志写的展望文章[2]中指出：“固体理论中最为深入和最为有趣的尚未解决的问题可能是玻璃的性质和玻璃化转变的理论。对它的研究可望在今后的十年中获得突破…… 。对这一更为重要和复杂的玻璃问题的解决可能会衍生出实质性的智慧财富”。玻璃质动力学以及玻璃化转变同时也是平衡和非平衡统计物理学的一个非常活跃的研究领域；而且这类系统与许多其他无序物理系统(如自旋玻璃，颗粒态物质等)有着深刻的内在联系。

1. 问题的科学意义

(1) 几乎所有的凝聚态物质，包括由聚合物组成的软物质和生命大分子，都能够形成玻璃态。玻璃材料由于其特殊的性质而有着重要的应用，因此玻璃化转变机制的探索既有普遍性又有着广泛的学科交叉性[2,9,5]。

(2) 对固体中晶体，基于晶格的平移对称性已经发展了处理相关问题相对完备的理论方法。但是对固体中的玻璃态材料，至今仍然没有发展出处理这类具有一定有序性的无序结构的一般性理论方法，甚至连这种特定无序结构的本质也不清楚。这是玻璃化转变机制研究的核心内容之一[5,8]。

(3) 玻璃态是由液态通过奇异的玻璃化转变形成的，因此如果能够获得液态的完备描述，玻璃化转变与玻璃态的特征将是该描述的必然推论。依据相变的一般原理，可以预期其结构继承了液态的动态结构中一个或一部分构象。但是迄今为止液态的动态结构及与之相关的玻璃化动力学过程(glassy dynamics)，主要表现为液体中普遍存在的α弛豫和 Johari-Goldstein β弛豫机制，仍然是个未解之谜[5,10]。

(4) 与传统相变不同，玻璃化转变的一个典型特征是其强烈的时间相关性。它

有着不同于传统一级和二级相变的奇异相变行为,其实质是一类特殊的非平衡物理问题。这类问题的处理方法与传统(近)平衡统计方法原则上是不同的，因此玻璃化转变机制的探索也有助于发展一类非平衡物理问题的统计方法[5]。

2. 问题的主要进展和难点

人们几乎动用了所有的实验手段来探索玻璃化转变机制。这些手段包括热分析方法，散射方法(中子散射、同步 X 射线散射、拉曼散射等)，弛豫谱方法(核磁共振、介电弛豫和力学弛豫等)，显微成像技术，计算机实验模拟，类似物模拟(analog simulation)等。对玻璃化转变机制探索也促进了实验技术的改进与创新，如动态比热谱(specific-heat spectroscopy)技术、4 维核磁共振(4D-NMR)技术、非共振谱空位灼烧(non-resonant spectral hole burning)技术、时间分辨光谱(time resolved optical spectroscopy)技术、光漂白(photo-bleaching)技术、介电涨落的纳米尺度探测(nanometer-scale probing of dielectric fluctuations)技术等。值得指出的是，每次技术的改进与创新，都观测到与玻璃化转变相关的新的奇异现象，并加深了对玻璃化转变机制的认识。

对于玻璃化转变机制实验研究最新的重要进展之一是玻璃体中运动关联的分子串的发现,因为它给出了关于具有一定有序性的无序结构的玻璃体系的可能的本质结构图像。另外，玻璃体系中 Boson 峰和单组元分子体系液-液相变的发现[12]，以及 Johari-Goldstein 弛豫(也称为β弛豫)普遍存在性的确认等也是玻璃化转变机制研究的最新的重要进展[8, 10]。

近年来，人们试图利用改变受限尺寸的大小(如超薄膜的厚度、微孔的直径、高分子链的均方回转半径等)来捕捉玻璃化转变时，微观协调重排区域的特征尺寸[1]。但是，降低体系的维度并没有降低问题的复杂性。因为在薄膜或者微孔体系中，界面对体系的各种松弛和转变行为同样会产生显著的影响；而且很难将单纯的受限尺寸效应与界面效应区分开来。尽管这些工作尚不足以解释玻璃化转变的机制，但却促进了我们对于其他问题的理解，如高分子超薄膜体系的非平衡态性质、界面流变学、摩擦学等。

对玻璃化转变的理论探索已有多年的历史,但是迄今为止仍然没有被普遍接受的微观理论。现有的理论包括唯象的自由体积(free-volume)理论、Adam-Gibbs 理论、模耦合(mode-coupling)理论、固体模型理论、粗粒平均的动理学约束模型(kinetically constrained models)、受挫有限畴(frustrated-limited-domain)理论和介观平均场理论，直至基于玻璃化机制研究的重要进展之一运动关联分子串的微观的分子串(molecular string)模型，以及相关的方法，如基于构象空间各态历经破缺物理图像而发展的复本方法和空腔方法。

玻璃化转变过程的一个非常有趣的特征是液体系统黏滞系数随温度的急剧增

加。更细致的研究发现这种黏滞系数的强温度依赖性又可以细分为两大类，即对应于“强”和“脆弱”玻璃态动力学过程。这些表现出来的强或脆弱玻璃态动力学过程的微观动力学机理是什么呢？对玻璃态动力学过程是否可以建立比较普遍的理论？更加基本的问题是：何谓玻璃相变？它是一种真正意义下的相变吗？文献中对上述这些问题和其他相关问题已经有很多讨论。现在有一种看法，认为强的玻璃态动力学过程是由于分子在运动时受到的局部约束造成的。这样的系统的平衡态性质可能是很平庸的，低温时系统只存在一个晶体相。但在从高温快速冷却到低温的弛豫过程中，由于形成了运动学上的阻塞现象，系统没法达到真正的自由能极小晶体态，而是一直处于一种无序的微观上不停演化的状态。按照这种观念，玻璃相变可以看成是一种类似于浸润相变的阻塞相变过程。而且它是否是一种真正的相变取决于微观动力学规则；在有的动力学系统中，系统在等待足够长时间后一定会到达晶体态，而在另外一些动力学系统中，系统可能永远也不能到达晶体态。

另外一方面，文献中也有不少工作讨论玻璃系统的平衡自由能图景[5]。是否存在一类玻璃系统具有非常复杂的(不依赖于动力学过程的)平衡自由能图景呢？在这样一个系统中，由于存在极大的自由能壁垒，体系在趋向平衡的过程中可能长时间地被困于一个又一个的自由能局域极小态，导致系统的宏观演化非常缓慢并且表现出复杂的老化行为。这样的一个实际系统，如果存在的话，它的玻璃相变就有可能有更多种可能的产生机制。

值得指出的是，对小分子玻璃系统的分子串模型[8]，其基本假设为：玻璃系统中基本运动单元为运动关联的分子串。模型的关键结论是：① 一个分子串的动理学特征等效为一个有效分子，简称为超分子；② 高温的普通液体被重正化为超分子气体，这给出了关于普通液态一种可能全新的图像；③ 低温强关联的过冷液体被重正化为弱关联的超分子液体；④ 存在一个超分子气体到超分子液体的转变。模型所预言的系统极化率，给出了玻璃材料中α弛豫动理学奇异特征一般规律的统一的、定量的描述：① 弛豫时间由高温的 Arrhenius 关系渡越为低温的 Vogel-Fulcher 定律；② 弛豫函数由高温指数关系渡越为低温的 Kohlrausch-Williams-Watts 定律；③ 上述 ① 和 ② 的两个渡越行为与超分子气体到超分子液体的转变有关，并恰好与实验给出的弛豫时间由高温的 Arrhenius 关系到低温的 Vogel-Fulcher 定律的渡越温度 T_A 相一致；④ 弛豫强度随温度的变化对 Curie 定律的偏离。另外，该模型初步给出了与实验一致并和玻璃系统结构相关的径向分布函数，且有望给出小分子和高分子玻璃的结构和玻璃化转变机制分子层次上的统一描述。但该模型仍处于发展阶段，仍然还需要解决如下问题：(a) 液体中普遍存在的 Johari-Goldstein β 弛豫机制以及其 α 弛豫的关系；(b) 玻璃化转变的热力学问题以及玻璃态的奇异物理时效问题；(c) Boson 峰的机制；(d) 与大量实验的定量比较以验证模型的普遍性等。

总的看来，随着研究的不断深入，人们正不断逼近正确的玻璃化转变机制。因此对其深入的研究，既是挑战，也是机遇。

参 考 文 献

[1] Adam G, Gibbs J H. On the dependence of cooperative relaxation properties in glass-forming liquids. J Chem Phys, 1965, 43: 139-146.

[2] Anderson P W. The six major physical quests. Science, 1995, 267: 1615.

[3] Angell C A. The old problems of glass and the glass transition, and the many new twists. Proc Natl Acad Sci USA, 1995, 92: 6675-6682.

[4] Binder K, Kob W. Glassy Materials and Disordered Solids: An Introduction to Their Statistical Mechanics. Singapore: World Scientific, 2005.

[5] Donth E J. The Glass Transition: Relaxation Dynamics in Liquids and Disordered Materials. Berlin: Springer-Verlag, 2001.

[6] Ellison C J, Torkelson J M. The distribution of glass-transition temperatures in nanoscopically confined glass formers. Nature Mater, 2003, 2: 695-700.

[7] Fakhraai Z, Forrest J A. Probing slow dynamics in supported thin polymer films. Phys Rev Lett, 2005, 95: 025701.

[8] Huang Y N, Wang C J, Riande E. Superdipole liquid scenario for the dielectric primary relaxation in supercooled polar liquids. J Chem Phys, 2005, 122: 144502.

[9] Liu Y H, Wang G, Wang R J, Zhao D Q, Pan M X, Wang W H. Super Plastic bulk metallic glasses at room temperature. Science, 2007, 315: 1385-1388.

[10] Lunkenheimer P, Schneider U, Brand R, Loidl A. Glassy dynamics. Contemp. Phys, 2000, 41: 15-36.

[11] McKenna G B. Glass formation and glassy behavior//Comprehensive Polymer Science Volume 2: Polymer Properties, 1989, 311-362.

[12] Niss K, Begen B, Frick B, Ollivier J, Beraud A, Sokolov A, Novikov V N, Alba-Simionesco C. Influence of pressure on the Boson peak: Stronger than elastic medium transformation. Phys Rev Lett, 2007, 99: 055502.

[13] Rivoire O, Biroli G, Martin O C, Mezard M. Glass models on Bethe lattice. Eur Phys J B, 2004, 37: 55-78.

[14] Toninelli C, Biroli G, Fisher D S. Jamming percolation and glass transitions in lattice models. Phys Rev Lett, 2006, 96: 035702.

撰稿人：黄以能[1]　薛　奇[2]　周海军[3]

1 南京大学固体微结构国家重点实验室

2 南京大学化学化工学院高分子系

3 中国科学院理论物理研究所

DNA 超拉伸形变的机理

Mechanism of DNA Over-Stretching Transition

对 DNA 超拉伸形变的机理的研究已有超过 10 年的历史，在文献中有许多争论，目前主要由两种看法。一种看法认为 DNA 超拉伸形变是一种外力导致的 DNA 双链分离形变；另外一种看法是认为 DNA 超拉伸形变是双链 DNA 由 B 型双螺旋变成了 S 型双螺旋。

DNA 作为生命体系遗传信息的载体，是一种极端重要的生物聚合物。DNA 由两条脱氧核糖核酸单链组成,这两条单链通过碱基配对相互作用和碱基堆积相互作用而相互缠绕在一起并形成一种稳定的双螺旋结构[1]。在细胞内 DNA 通常以 B 型双螺旋的形式而存在，但 DNA 的结构并不是一成不变的。在细胞的生命周期中，对遗传信息的读取、维护、复制等等生物学过程都会导致 DNA 聚合物局部的或者大范围的形变，包括 DNA 双链的分离、DNA 的局部拉伸或压缩、DNA 双螺旋的扭曲等。可以说，DNA 的力学性质对于 DNA 的生物学功能有非常重要的影响。

1996 年法国和美国的两个研究小组[2,3] 报告了一个有趣的 DNA 超拉伸形变现象。在这两组实验中，一段长度为五万个碱基对的 DNA 分子在外力下的拉伸形变被记录了下来。实验的结果显示，当外力的强度达到 65pN(1pN=10^{-12} N)时，DNA 的总伸长一下子由 B 型双链 DNA 的长度跳跃到 B 型 DNA 长度的 1.7 倍。DNA 伸长的这一突然变化被称为 DNA 超拉伸形变。进一步的实验[4]表明，DNA 发生超拉伸形变的临界力与 DNA 的序列有较强的相关性。这一超拉伸形变现象在近十年引起了许多理论与实验上的兴趣。

在理论上，目前有两种主要意见。一种观点认为，在 DNA 发生超拉伸形变时，DNA 的结构由传统的 B 型双螺旋结构改变成了一种新的 S 型双螺旋结构。在这一 S 型结构中，DNA 分子中碱基之间的配对相互作用仍然保持，但 DNA 分子中相邻碱基之间的碱基堆积相互作用基本上被破坏掉了。另外一种观点[5]认为，DNA 分子的超拉伸形变实际不过是一种外力诱导的 DNA 双链分离现象。按这一观点，在外力的影响下，DNA 的双螺旋结构不再稳定，两条单链之间的碱基配对在外力的拉扯下被破坏了，导致 DNA 双链像拉链一样被拉开。由于 DNA 单链的单位伸长大于双链的伸长，在这一过程中 DNA 分子的总伸长有很大的增加。

上述两种观点都有一些实验上的支持。由于 DNA 分子的极端生物学重要性以及它作为一种新型可控纳米材料的巨大应用潜力，对 DNA 分子的力学性质获得一

个充分的了解是必需而且迫切的。我们倾向于支持 DNA 的 B 型到 S 型的结构转变观点。基于一个简单的理论模型所做的定量计算预言，如果 DNA 的超拉伸形变是一种外力诱导的双链分离现象，那么对于 poly(dG-dC)DNA 聚合物而言，外力必须达到约为 95 pN 的强度才能发生这种双链分离，然而实验上却发现该种 DNA 的超拉伸形变在外力约为 65 pN 时就发生了。当然要完全解决这一问题，还需要许多的理论和实验的工作。在实验上我们认为设计一些巧妙的实验来验证 DNA 超螺旋形变的真正物理原因。

参 考 文 献

[1] Saenger W. Principles of Nucleic Acid Structure. New York: Springer-Verlag, 1984.
[2] Cluzel P, et al. Science, 1996, 271: 792.
[3] Smith S B, Cui Y, Bustamante C. Science, 1996, 271: 795.
[4] Rief M, Clausen-Schaumann H, Gaub H E. Nat Struct Biol, 1999, 6: 346.
[5] Rouzina I, Bloomfield V A. Biophys J, 2001, 80: 882.

撰稿人：周海军
中国科学院理论物理研究所

用统计物理学方法处理约束满足问题面临的五个挑战

Five Challenges on the Statistical Mechanics Approach to Constraint Satisfaction Problems

新的科学研究方向常常在学科相互交叉的边缘地带产生并取得巨大的成功。学科相互交融一种卓有成效的模式就是从一个已经高度发展的科学领域中借鉴模型和工具来加速另一个新兴研究方向的发展。在这一篇短文里，我们将尝试介绍统计物理学与理论计算机科学的相互促进。这份报告是在两个研究项目的支持下完成的，它们分别是 2008 年 3–4 月在北京卡弗里理论物理研究所举行的“信息系统中的集体动力学”项目以及接下来 2008 年 5 月在瑞典斯德哥尔摩 NORDITA 研究所举行的“分布式信息系统的物理学”项目。我们要感谢这两个项目的所有参与者，特别是在讨论环节中向我们介绍了重要内容的 Elitza Maneva 博士(她来自 IBM 的阿尔马登研究中心)。

1. 为什么统计物理学和约束满足问题会产生关联？

约束满足问题(constraint satisfaction problems, 以下简称为 CSP 问题)是产生于工业和商业领域且常常是很大规模的一类优化求解问题，它们跟流行在闲暇时玩的一些游戏，如数独(sudoku)和填字游戏，在本质上非常类似，只不过包含的变量和约束都更多。CSP 问题在数学上可以抽象为一个包含 N 变量 $x_1, x_2, \cdots, x_N$ 和 M 约束条件的一个系统，其中变量 x_i 从一个有限的集合中取值(如 $x_i \in \{-1, +1\}$)，而每个约束条件则禁止了变量取值的一些组合方式(例如，约束 a 禁止在变量 x_i=+1 的同时变量 x_j=−1)。CSP 问题的求解就是希望找到至少一种能够同时满足所有约束的变量赋值方式。在统计物理学者眼里，一个给定的满足约束问题可以看成是自旋玻璃领域中的淬火无序系统。在这样一个自旋玻璃系统里，单个自旋的自由度对应于 CSP 问题中变量取值集合的大小，而每个自旋构型的能量就对应于 CSP 问题中该构型不能满足的约束总数目。

K-SAT(K-satisfiability)模型[8] 是最难以解决的约束满足问题(即 NP 完备问题和 NP 困难问题[10])的一个经典例子。K-SAT 问题中的变量为布尔变量(Ising 自旋)，它的每一个约束条件都涉及 K 个变量并且会从这些自旋的大小为 2^K 的取值集合中去除一个取值方式。在作为算法测试基准的随机 K-SAT 模型中，K-SAT 公式的 M

个约束条件中的每一约束条件所涉及的 K 个变量是从总共 N 个变量中随机选取的，这就等价于由 K 体相互作用构成的一个随机稀疏自旋玻璃体系(稀疏的含义是指每个变量只被少数几个约束条件束缚)。因此考虑一个 K-SAT 问题是否能够被满足就相当于分析相应的自旋玻璃体系的基态能量是否为零(如果为零则给出至少一个基态构型)。与之相关的最大 K-SAT(MAX K-SAT)问题即是确定该自旋玻璃模型的最小能量和相应的(至少一个)最小能量构型。

从理论计算机科学的角度来看,由随机产生的问题实例所构成的问题集合一直都是探究某一类问题平均难度(average hardness)的主要工具。许多 CSP 问题都是 NP 完备或 NP 困难问题的例子。所谓 NP 完备或 NP 困难问题，粗略的说是指这样一类优化问题，对这类问题中最困难的问题实例人们相信(但尚未能够证明！)不管用何种算法都需要用到与问题的自由度数目 N 的指数成正比的时间才能获得解决。有趣的是，尽管在最坏的情况下 NP 完备/困难问题都是很难解决的，但是在实际的情况中，它们往往并不困难。通过总结相当多的理论、实验工作和经验观察，人们相信 NP 完备/困难类型的 CSP 问题如果包含了非常多的变量(对应于统计物理学的热力学极限)，很多问题几乎都可以用某些经验算法很迅速的解决，所需的计算时间与问题的自由度 N 成多项式(事实上，很多情况下是线性)增长。这应该被视作是我们所生活的这个世界的一个基本事实,它具有深远的哲学意义并对于人们的实际生活产生着深刻影响。 然而，这些高效率算法的适用范围是强烈依赖于问题的实例以及算法细节的。

当约束数目很小时，体系有很多解，而且几乎所有的解都处于同一个连通子空间内。当约束数目增加到一定程度时，系统的解空间分裂成大大小小很多子空间，每个字空间都有不同的统计性质。当约束数目进一步增加时，绝大多数解的子空间都消失了，只剩下少数几个。当最后这几个子空间也消失后，整个体系就不再有解了。

统计物理对这个理论计算机科学的传统领域的贡献在于给出了随机 K-SAT 问题满足/不满足相变点到目前为止最精确的估计值[15,16]，以及在最近的一些研究结果中发现的在 K-SAT 以及其他类似问题中的解空间所出现的一系列的相变现象(图 1)[14]。近年来这些结果以及取得这些结果的理论工具(空腔方法以及 Survey

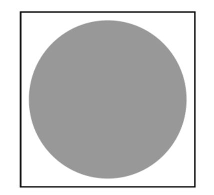
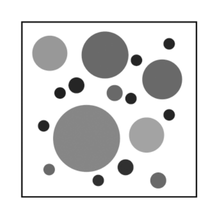
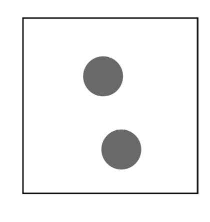
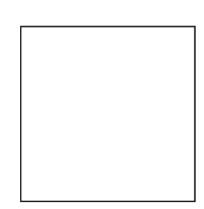





图 1 随机 K-SAT 问题解空间的结构随着约束数目的增加而不断演化[14]

Propagation 算法)已经引起了理论计算机科学家们的极大兴趣和关注。在这篇文章里我们将强调那些重要但还没有确切结论的问题，特别是那些也许能够被统计学家以及数学家们解决的问题。

2. 用于解决 CSP 问题的方法及其局限

通用的求解 CSP 问题的算法可以分为确定性的(完全的)和随机的(非完全的)两类。在实际应用中解决大尺度 CSP 问题最有效的一些方法是从 20 世纪 60 年代提出的 DPLL 算法演化而来的[7]，这些方法包含对约束条件的学习(clause learning)等。另一方面，对于大尺度的随机 CSP 问题，在假定存在满足所有约束解的条件下，最有效的求解方法是各种随机局域搜索算法(stochastic local search) [1,20]，这些随机算法直到最近一些年才在那些最大的真实系统 CSP 问题的求解中显示出它们的竞争力[11]。在组合优化问题中，目标函数在状态空间的取值确定了一个“图景”(landscape)，在物理学中这就对应于系统的能量图景。 由 Kirpatrick 及其合作者[12]发明的模拟退火算法(simulated annealing)就利用这种对应性，通过假设体系处于热力学平衡态，以合适的转变概率来随机地更新系统的微观状态，以及缓慢地降低温度来搜寻问题的基态。人们普遍认为，这种随机局域搜索算法只有在面对极其复杂或者崎岖不平的能量图景才会遇到真正的困难，因为这时降温过程必须极度缓慢才有可能达到体系的基态。尽管如此，近年来人们逐渐清晰地认识到最佳的随机局域搜索过程实际上完全不同于体系处在或者接近于平衡态时的热力学过程，而应该更类似于远离平衡的动力学过程。在随机局域搜索方法中一个非常基本的算法是由 Papadimitrion 提出来的[18]，对该算法从物理学角度的分析在文献中有所涉及[4]。由其演化出了相当数量的更加有效的算法，其中最有名的是 Selman-Kautz-Cohen 的 WALKSAT 算法[20]，我们中的一人对 WALKSAT 和其他一些算法的有效性进行了一些研究[19]。

面临的挑战 1

到目前为止，在包含关注步骤的随机搜索算法(focused stochastic local search)里面，唯一能进行系统理论分析的是 Papadimitriou 提出的方法[18]。在经验上，人们注意到通过“参数重新标度”相当数量的其他算法和该算法有一致的(或很相似的)适用区间[19]，但是这种现象是不是真实存在以及它产生的原因并不完全清楚。实际上人们对这些算法的效率在哪儿开始急剧下降和为什么开始急剧下降并不真的理解。

面临的挑战 2

在计算机科学的领域中，人们普遍相信实际上在相当高维度的空间中真正的局域极小构型是非常稀少的。这和统计物理学家所相信的无序系统的能量图景相矛盾。统计物理学者认为一个自旋玻璃体系的能量图景非常复杂，存在很多大大小小的势阱和很高的势垒。对于这个观点，非常有趣的是我们中的两人及合作者最近引

入了一种新的随机局域搜索程序，这种程序(在理论上)具有一个有意思的特点，即在能量上绝对不会做向上的搜索[3]。尽管如此，这个算法仍然是一个高效的求解程序，几乎跟以前的其他搜索算法具有相同的有效区间。

这暗示我们 CSP 问题的能量图景很可能比统计物理学所预言的要简单，或者最优解有着很多可以被探测到的后门，从而可以被适当的随机局域搜索程序所找到。近年来，玻璃和自旋玻璃体系中的远离平衡过程，因为其具有老化和重新活化的过程而引起了相当巨大的关注；也许这些发现可以帮助解决这些重要的算法问题。

面临的挑战 3

最后，对于包含特别多变量的随机 K-SAT 问题，当 K 的值不太大且约束密度接近于满足/不满足的相变点时，由 Mezard，Parisi 和 Zecchina 提出的 Survey Propagation 算法[16] 在目前是最好的算法。尽管文献中有过猜测，但是我们仍然不知道为什么这个算法在非常接近于满足/不满足相变点的时候也失效了。虽然已经得到了统计物理学者和理论计算机学者相当多的关注，但 Survey Propagation 依然不能宣称可以在其他算法都束手无策时能发挥独一无二的作用。因而在实际应用上还没有形成太大的影响。

3. MAX-SAT 问题

就像之前讨论的那样，对于随机 K-SAT 问题，随机局域搜索方法在 K-SAT 公式可满足的区间内已经显示出了相当强的能力，但是在公式不满足的区间内人们做的工作却少得多。唯一能够确定性的给出不满足证明的算法是基于 DPLL 的。但该算法需要耗费随公式的变量数 N 呈指数增长的时间才能给出这样一个不满足性的证明(见文献[2]，这个结论依赖于 Beame 和其合作者[5] 以及 Chvatal 和 Szemeredi[6] 的工作)。没有明确的结果显示典型的 DPLL 算法在不满足的区域可以跟已知的少数 DPLL 算法在可满足的区间内表现得一样好。要取得进展就必须提出一种新的算法思想。必须提出一条特殊的规则，这样新的限制条件(或其他条件)能从原有的约束条件中得出来以证明某个公式是不能被满足的。

面临的挑战 4

换言之，就是要找到一些不完备但对足够大的体系平均而言却很高效的经验算法，这些算法能够构造出证据来证明某个公式的不可满足性。 考虑到以上提到的理由，这些证据必须是更有力的证明体系而不能仅仅是求解出结论。在一个高度复杂并且相互关联的空间中去寻找非常稀少的东西，是一项十分困难的任务。寻找不满足的证据预计将持续成为对理论计算机科学家和统计物理学家的挑战。

4. 计算机辅助的证据搜寻

就像文献[15], [16]中的工作以及接下来的一系列工作中所展示的，统计物理学对 CSP 问题的预测取决于对一些非常复杂的积分方程的数值求解。这些积分方程

被称为“一阶复本对称破缺”(1RSB)空腔场方程，它既可以定义于单个给定的非常大的问题实例，也可以定义于一个由随机 CSP 问题实例构成的系综。 在对很多有趣问题的求解过程中，人们经验地发现，这些积分方程的解是一些概率分布，而目前唯一已知的称为种群动力学的数值计算方案需要事先给出一个初始分布。不同的初始分布可能会导致不同的积分方程不动点，如何选择正确的初始条件并不是一件容易的事。根据 Guerra 的工作，1RSB 积分方程的精确解将给出满足/不满足相变点的一个严格的变分上下限[9]。全球各个研究小组独立的应用了种群动力学进行研究，其中包括了我们中的一位[21,22]。

许多分析及数学物理中的数值模拟方案通过一些技巧(如区间代数法等)都能够给出一些严格的上下限。其中最有名的一个例子是首先由 O.Lanford 证明的，在动力学系统的理论中 Feigenbaum 算子存在一个不动点。一个独立的评论可以参见文献[13]。

面临的挑战 5

如果以上提到的技巧(或者其他技巧)可以有效地用于种群动力学模拟，那么这必将极大程度增进对 K-SAT 问题的满足/不满足相变点和其他相变点的上下限的严格计算。这将会成为理论计算机科学的一个非常重要的成果。

参 考 文 献

[1] Aarts E, Lenstra J K. Local Search for Combinatorial Optimization. New York: J. Wiley & Sons, 1997.

[2] Achlioptas D, Beame P, Molloy M. A sharp threshold in proof complexity yields lower bounds for satisfiability search. Journal of Comp & Sys Sci, 2004, 68: 238-268.

[3] Alava M, Ardelius J, Aurell E, Kaski P, Krishnamurthy S, Orponen P, Seitz S. Circumspect descent prevails in solving random constraint satisfaction problems. 2007.

[4] Barthel W, Hartmann A K, Weigt M. Solving satisfiability problems by fluctuations: The dynamics of stochastic local search algorithms. Phys Rev E, 2003, 67: 066104.

[5] Beame P, Karp R, Pitassi T, Saks M. On the complexity of unsatisfiability proofs for random k-CNF formulas//STOC '98: Proceedings of the 30th Annual ACM Symposium on Theory of Computing, 1998.

[6] Chvatal V, Szemeredi E. Many hard examples for resolution. Journal of the ACM, 1988, 35: 759-768.

[7] Davis M, Logemann G, Loveland D W. A machine program for theorem proving. Communications of the ACM, 1962, 5: 394-397.

[8] Du D, Gu J, Pardalos P (Eds.). Satisfiability Problem: Theory and Applications. DIMACS Series in Discr Math, Theoret Comput Sci, 1997, 35: American Math Soc, Providence RI.

[9] Franz S, Leone M. Replica bounds for optimization problems and diluted spin systems Journal of Statistical Physics, 2003, 111: 535-564.

[10] Garey M R, Johnson D S. Computers and Intractability: A Guide to the Theory of NP-Completeness. San Francisco CA, W H Freeman & Co., 1979.

[11] Kautz H, Selman B. The state of SAT. Discrete Appl Math, 2007, 155: 1514-1524.

[12] Kirkpatrick S, Gelatt C D, Vecchi M P. Optimization by simulated annealing. Science, 1983, 220: 671-680.

[13] Koch H, Schinkel A, Wittwer P. Computed-assisted proofs in analysis and programming in logic: a case study. SIAM Review, 1996, 38: 565-604.

[14] Krzakala F, Montanari A, Ricci-Tersenghi F, Semerjian G, Zdeborová L. Gibbs states and the set of solutions of random constraint satisfaction problems. Proc Nat Acad Sci USA, 2007, 104: 10318-10323.

[15] Mertens S, Mézard M, Zecchina R. Threshold values for random K-SAT from the cavity method. Random Structures Algorithms, 2006, 28: 340-373.

[16] Mézard M, Parisi G, Zecchina R. Analytic and algorithmic solutions of random satisfiability problems. Science, 2002, 297: 812-815.

[17] Mitchell D, Selman B, Levesque H. Hard and easy distributions of SAT problems. Proc 10th Natl Conf on Arti cial Intelligence (AAAI-92), AAAI Press, San Jose CA, 1992: 459-465.

[18] Papadimitriou C H. On selecting a satisfying truth assignment//Proc 32nd IEEE Symposium on the Foundations of Computer Science (FOCS-91), New York: IEEE Computer Society, 1991: 163-169.

[19] Seitz S, Alava M, Orponen P. Focused local search for random 3-satisfiability. J Stat Mech Theory Exp, 2005: 06006.

[20] Selman B, Kautz H, Cohen B. Local search strategies for satisfiability testing. In: Johnson D S, Trick M A. Cliques, Coloring, and Satisfiability, DIMACS Series in Discr Math and Theoret Comput Sci 26, American Math Soc, Providence RI, 1996: 521-532.

[21] Zhou H J. On the T→0 mean-field population dynamics approach for the random 3-satisfiability problem. Phys Rev E, 2008, 77: 066102.

[22] Zhou H J. Boltzmann distribution of free energies in a finite-connectivity spin glass system and the cavity approach. Frontiers of Physics in China, 2007, 2: 238-250.

撰稿人：Mikko Alava[1] Erik Aurell[2] 周海军[3]

1 Laboratory of Physics, Helsinki University of Technology, Helsinki, Finland

2 School of Computer Science and Communication, Royal Institute of Technology (KTH), Stockholm, Sweden

3 中国科学院理论物理研究所

聚合物晶体生长动力学

Kinetics of Polymer Crystal Growth

软凝聚态物理的一个主要研究对象是高分子物质。高分子物质并不总是柔软的，其结晶态可以为高分子作为材料应用带来必要的强度和硬度。但是，高分子物质经常由于分子链序列结构不规整和链折叠等结构因素而只能达到一部分的结晶度，不能像小分子那样发生高度的结晶。这样，通常的高分子材料例如塑料和纤维就既具有结晶部分所带来的强度和硬度，又具有非晶部分所带来的柔韧性，表现出很好的强韧性特点。目前占全球总产量三分之二以上的合成高分子材料是可结晶或半结晶的，天然高分子如纤维素、淀粉、壳聚糖蚕丝、蜘蛛丝及许多蛋白质等也都能结晶。虽然发现柔性链状高分子总是倾向于形成折叠链片晶的基本结晶形态已经有五十年的历史了，片晶生长的动力学一直是高分子物理学研究领域中的一个基本问题，对该学科的发展具有重大的影响[1, 2]。

高分子在熔体和浓溶液中的晶体生长表现出次级成核控制的特点。这一点从片晶线生长速率不随时间而变以及速率的温度依赖性特点就可以看出来。经典的 Lauritzen-Hoffman 理论假设高分子折叠链片晶的生长受光滑的生长前沿生成第一个链茎杆所带来的自由能位垒所控制(enthalpic barrier model)，但是该次级成核模型遇到了熵位垒模型(entropic barrier model)的挑战[3]。后者认为生长前沿的位垒是高分子链构象熵的变化所带来的。近年来，考虑发生结晶成核的链单元之间分子内相关性的链内次级成核模型(intramolecular crystal nucleation model)被提了出来[4]。该模型可以合理地解释分子量多分散性的高分子在高温区进入晶体时所表现出来的分凝现象(molecular segregation)，即长链优先结晶而短链被晶体排斥出来的现象[4]。也可以解释线生长速率所表现出的分区域温度依赖性现象，以及高分子本体结晶为什么总是得到有限结晶度的内在物理机制[5]。

另外，折叠链片晶的厚度决定了高分子片晶的熔点及其他热力学性质。目前对折叠链片晶的厚度如何由生长过程所决定，以及反过来生长前沿的片晶厚度对结晶线生长速率的影响也还不是很清楚。分子量对结晶速率的影响也是值得进一步探索的难点课题，并且通常合成所得到的可结晶高分子的分子量具有多分散性的特点，不同分子量的高分子具有不同的结晶生长速率，我们还不了解它们发生共结晶时如何决定实验所测到的总的表观线生长速率。近年来，高分子在超薄膜、纳米棒和纳米微球中的结晶动力学问题随着纳米科学的蓬勃发展也逐渐受到人们的关注，是值

得进一步探索的方向。生命科学中的高分子结晶问题也值得关注。蛋白质折叠以及防止其错误折叠的研究越来越热，其中的一个主要问题是研究β折叠片的形成机制，其在机理上与高分子链的折叠结晶问题是相似的，所以研究高分子的结晶动力学对理解生命科学中蛋白质的折叠机理也有间接重要的意义。

高分子结晶生长动力学的研究将有助于我们控制高分子结晶发生的程度及其形态，从而调控半结晶高分子材料的力学、电学、光学和热学等方面的综合物理性质，是高分子软凝聚态物理学中的一个重要研究方向。

参 考 文 献

[1] Bassett D C. Principles of Polymer Morphology. London: Cambridge University Press, 1981.

[2] Wunderlich B. Macromolecular Physics Vol 1: Crystal Structure, Morphology, Defects, 1973; Vol 2: Crystal Nucleation, Growth, Annealing, 1976; Vol 3. Crystal Melting, 1980, New York: Academic Press.

[3] Armitstead K, Goldbeck-Wood G. Polymer crystallization theories. Advances in Polymer Science, 1992, 100: 219-312.

[4] Hu Wenbing. Intramolecular crystal nucleation. Lecture Notes in Physics: Progress in Understanding of Polymer Crystallization, Edited by G. Strobl and G. Reiter. Springer-Verlag, 2007, 714: 47-63.

[5] Hu Wenbing, Cai Tao. Regime transitions of polymer crystal growth rates: molecular simulations and interpretation beyond Lauritzen-Hoffman model. Macromolecules, 2008, 41: 2049-2061.

撰稿人：胡文兵

南京大学化学化工学院

质子交换膜燃料电池内的水传输问题

Water Transport in Polymer Electrolyte Fuel Cells

质子交换膜燃料电池被认为是未来最具潜力的新型能源转换装置。水作为质子燃料电池的产物对电池的性能、效率和寿命都有重要的影响。水在质子交换膜中的角色具有两重性。一方面，氢离子(质子)必须以水合的形态才能在高分子电解质膜(如 Naifon)中传输，也就是说膜不能失水；另一方面，过多的液态水又会导致多孔阴极的水淹，严重阻碍气态反应物(O_2)传输到催化层。因此，维持膜电极结构(MEA)适度的水含量是电池设计、运行必须解决的关键问题。通常情况下要保证阳极湿润同时防止阴极侧水淹。

质子交换膜燃料电池内的水传输是相当复杂的问题。一方面，膜电极(MEA)中的水通常包括三种状态，即气态(水量小时)、液态和溶解水(溶解于高分子电解质的水)，而其中的任何两种状态的水都可以相互转化。通常可以认为，多孔电极内同一位置水的气液两相处于平衡态。对于溶解水与自由水(即气态或液态水)之间的转化，目前大多数模型都基于平衡态假设，但最近的研究表明这一转化是远离平衡状态的。 另一方面，同一相态水分子的传输是多种驱动力同时作用的结果，包括电渗作用、浓差扩散、压差和温差驱动。

膜电极结构自身的特点也给水传输的研究造成了困难。首先，膜电极结构很薄，即使加上扩散层，其厚度也小于 1mm，这就使测量含水率等参数的分布极为困难。其次，电解质膜、催化层、微扩散层以及扩散层的材料、空隙率和渗透率差别很大，因此各层的主导传输机理可能并不相同，而每层之间的质量传递又是通过各层界面的相变过程耦合在一起的。另外，膜电极中极大的温度梯度增强了相变传质以及热毛细迁移的作用。最后，微通道、气体扩散层、催化层和质子交换膜所具有的不同浸润特性对液态水传输的影响，以及气液两相流动在多孔介质内传输的固有复杂性，也增加了研究的难度。可见，质子交换膜燃料电池的水传输是一个多相、非等温、涉及多种驱动机制的复杂过程。当前，深入研究的方法是，一方面分离、研究相对独立的子过程(如高分子电解质内的电渗、多孔介质内无相变的两相传递等)；另一方面通过计算机模拟并结合实验验证的途径以及先进测量技术(如高分辨率中子成像术)研究相对独立子过程之间的相互联系及影响。

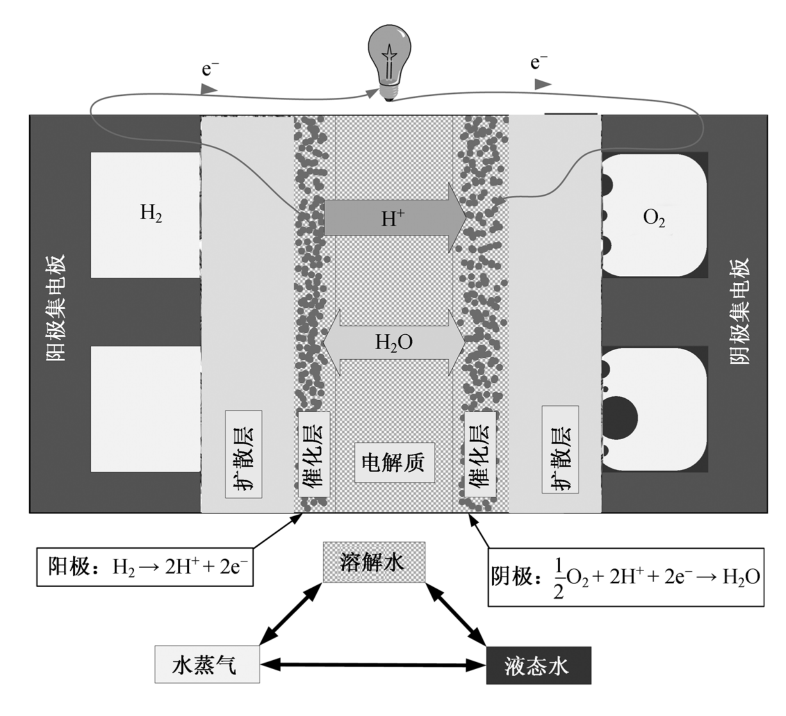


图 1　水在质子交换膜燃料电池内的传输

参 考 文 献

[1] Larminie J, Dicks A. Fuel Cell Systems Explained. 2nd Edition. Chickester, West Sussex: J. Wiley, 2003.

[2] Eikerling M, Kornyshev A A, Kucernak A R. Water in polymer electrolyte fuel cells: Friend or foe? Physics Today, 2006, 59(10): 38.

[3] Weber A Z, Newman J. Modeling transport in polymer-electrolyte fuel cells. Chem Rev, 2004, 104: 4679.

[4] Wang C Y. Fundamental models for fuel celling engineering. Chem Rev, 2004, 104: 4727-4766.

[5] Hussey D S, Jacobson D L, Arif M, Owejan J P, Gagliardo J J, Trabold T A. Neutron images of the through-plane water distribution of an operating PEM fuel cell. J Power Sources, 2007, 172: 225.

[6] Hickner M A, Siegel N P, Chen K S, Hussey D S, Jacobson D L, Arif M. Understanding liquid water distribution and removal phenomena in an operating PEMFC via Neutron Radiography. J Electrochem Soc, 2008, 155(3) B: 294.

撰稿人：叶　强　郑　平

上海交通大学机械与动力工程学院

微纳通道中液体的传输

Liquid Transport in Microchannels And Nanochannels

随着微纳米加工技术的发展, 微小机械装置在航天、电子、生物等领域的应用也越来越普遍。因此对于微尺度下的流动、传热和传质等物理问题的研究也受到越来越多的重视。然而, 人们对微观体系中流体的传输现象的认识远远不如宏观系统那样深入, 微观尺度下液体的传输问题, 依然存在一些有争议的结论和一些尚未很好解释以及尚未认识的现象。

首先, 宏观尺度流动问题的研究是基于连续介质假设, 但在微米尺度甚至纳米尺度下, 由于特征尺度与分子平均自由程相近, 使得连续介质假设的适用性成为一个需要深入研究的问题。其次, 在微尺度下, 重力的作用急剧降低, 而由于表面积-体积之比变大, 表面效应对流体传输的影响占主导地位, 一些在常规尺度下可以忽略的效应在微尺度下变得非常重要,使微通道中的流体流动特性经常偏离传统流体理论, 例如流体流动过程中的密度分布、压降、换热等模型都呈现出与宏观尺度下不一样的特性。当微通道直径变小, 表面张力导致的壁面亲疏水性会对液体流动的影响越来越大。最近用分子动力学模拟的结果显示, 在纳米宽度的通道内, 疏水壁面附近液体分子受到壁面的作用力, 密度会明显降低, 甚至在一定条件下形成气体薄层, 减小流动阻力。但是目前仍然没有实验研究去验证液体在疏水壁面附近的密度降低的理论。

最近, 对生物分析芯片中液体流动与传质特性, 也受到极大的关注。由于固体表面分子离解或者表面吸附溶液中的离子, 在固/液界面上会形成双电层(electrical double layer, EDL)。如图 1 所示, 当压力驱动流体在微通道中运动时, 双电层扩散层中的离子被带动运动, 形成流动电势(streaming potential)。

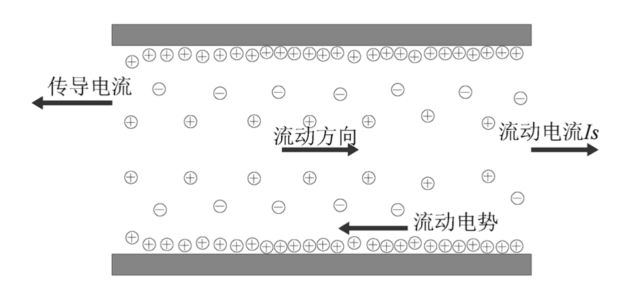


图 1　压力驱动流动中由于双电层引起的电黏度效应示意图

对微纳尺度下液体传输现象的研究，必将促进如分子生物技术和细胞工程、微机电系统以及微化工系统等领域的发展，其意义是非常重大的。

参考文献

[1] Cummings E, Griffiths S, Nilson R, et al. Conditions for similitude between the fluid velocity and electric field in electroosmotic flow. Analytical Chemistry, 2000, 72: 2526-2532.

[2] Gadelhak M. The fluid mechanics of microdevices. J Fluids Engineering, 1999, 12: 5-33.

[3] Yang C, Li D. Analysis of electrokinetic effects on the liquid flow in rectangular microchannels. J Colloids and Surface, 1998, 143: 339-353.

[4] Benzi R, Biferale L, Sbragaglia M, et al. Mesoscopic modeling of a two-phase flow in the presence of boundaries: The contact angle. Physical review E, 2006, 74: 021509.

[5] Pfahler J N, Harley J, Bau H. Liquid and gas transport in small channels. ASME DSC, 1990, 19: 149-1571.

[6] Lim C Y, Shu C, Niu X D, et al. Application of lattice Boltzmann method to simulate microchannel flows. Physics Of Fluids, 2002, 14.

撰稿人：郑　平　吴慧英

上海交通大学机械与动力工程学院

微纳通道中相变传热

Phase-Change Heat Transfer in Microchannels and Nanochannels

微纳尺度相变传热通常是指特征尺度 200μm 以下体系中的流体相变传热行为，它包含沸腾传热和凝结传热两种形式。2000 年前，人们对流体相变传热的认识主要局限于常规大尺度(>5mm)和普通小尺度(1~5mm)范畴。2000 年以后，随着微纳米制造技术的发展和显微可视化技术的应用,人们开始了对微电子芯片冷却和微型芯片热管开发具有重要意义的微纳尺度流体相变传热的研究，并陆续发现，由于尺度减小和面体比增大，微纳尺度相变传热中各种表面特性(表面亲疏水性、表面粗糙度)及表面作用力(表面张力等)更为突出，体积力作用(重力等)更为削弱，并出现了以下几个不同于常规尺度相变传热的重要特点：① 微纳尺度相变流型更为规整独特。由于重力作用可被忽略，微纳系统中不会出现常规尺度相变中由于重力作用导致的分层流现象。与此同时，微纳尺度中还会出现一些新的独特相变流型，例如在微通道凝结流型演变过程中，由于表面张力的主导作用，在环状流向塞泡状流的过渡中会出现奇特的喷射流现象，并导致凝结传热规律的变化。喷射流型在重力作用主导的大通道凝结相变过程中不会发生。② 微纳尺度沸腾相变中易出现非稳定现象。由于通道径向尺寸的限制，微通道同一截面上多出现单个汽泡，而非常规大尺度通道中的多汽泡簇。当单汽泡长至与通道径向同一尺寸时，就只能向上下游膨胀，其中向上游的膨胀就构成了汽相回流现象。汽相回流不仅导致微通道中出现大幅度的温度和压力振荡，加速沸腾危机的提前出现，还会导致微通道总体沸腾换热系数的降低。③ 表面亲疏水特性、粗糙度等的影响更为突出。研究发现对受热亲水性微纳通道，微汽泡易产生在通道中央，而对受热疏水性微纳通道，微汽泡易产生在通道壁面，并最终导致管壁的烧毁。

微纳尺度相变传热研究还很初步，许多难点问题尚待深入研究，包括微纳尺度沸腾和凝结两相流型图的绘制，沸腾和凝结传热及阻力准则关联式的建立，不同条件下沸腾临界热流密度的确定，以及微通道中沸腾非稳定所导致大幅度温度和压力振荡的控制等。与此同时，为更好理解微纳尺度相变传热机制，微纳尺度沸腾和凝结相变传热数值模拟方面的研究也有待突破。

参 考 文 献

[1] Cheng P, Wu H Y. Mesoscale and microscale phase-change heat transfer. Advances in Heat

Transfer, 2006, 39: 461-563.
[2] Wu H Y, Cheng P. Condensation flow patterns in silicon microchannels. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2005, 48(11): 2187-2197.
[3] Wu H Y, Cheng P. Visualization and measurements of periodic boiling in silicon microchannels. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2003, 46: 2604-2614.
[4] Kandlikar S G. Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels. Exp. Therm Fluid Sci, 2002, 26: 389-407.
[5] Li J M, Wang B X. Size effect on two-phase regime for condensation in micro/mini tubes. Heat Transfer-Asian Res, 2003, 32: 65-71.

撰稿人：郑　平　吴慧英
上海交通大学机械与动力工程学院

微纳米尺度流体流动与传热的格子–玻尔兹曼模拟

Lattice Boltzmann Simulation of Micro-nano Scale Fluid Flow and Heat Transfer

近年来，随着微纳米加工制造技术的迅猛发展，各种结构精细、功能完善的微/纳机电系统和微全分析系统被陆续开发出来，并广泛地运用于电子、生物、医药及化工等领域[1~2]。在这些工程应用中，需要对这些精微系统进行结构设计和功能优化，这就要求我们能精确描述和预测其内部流体流动和传热。因此，构建微纳尺度下流体流动与传热的数学模型和相关有效数值算法迫在眉睫。格子–玻尔兹曼法作为一种新型介观模型，其优越的数值计算性能已被大量研究所证实。特别是，由于该方法基于介观动力学，所以格子–玻尔兹曼法被普遍视为是一种可用于模拟微纳尺度下流体流动与传热的高效算法[3]。并且格子–玻尔兹曼法描述的是分布函数的变化情况，而非单个分子或模拟分子的运动状态，所以该方法较分子动力学法和蒙特卡罗法而言，计算上更为经济。然而，现有各种格子–玻尔兹曼模型不能准确描述所有的微纳尺度流体流动和传热，开发新一代能模拟微纳尺度流体流动与传热的格子–玻尔兹曼模型还需要解决许多问题。

首先，对于微纳米尺度下气体传输而言，由于通道特征尺度与分子平均自由程相近，气体流动表现出显著的稀薄效应，传统的 Navior-Stokes 方程及无滑移边界条件不再适用，玻尔兹曼方程是唯一准确的数学描写。尽管格子–玻尔兹曼法作为玻尔兹曼方程的一种特殊离散格式，理论上本该能刻画上述气体流动的稀薄效应，但由于现有模型在速度空间和物理空间上离散不充分，只能模拟流体的宏观运动[4, 5]。所以在运用格子–玻尔兹曼法模拟微纳米流体流动与传热的研究中，第一个难点就是如何充分地离散粒子速度和构造一个高阶物理空间离散格式，从而使得所得模型能准确地刻画气体稀薄效应。还需指出的是对于含更多离散粒子速度的高阶格子–玻尔兹曼模型而言，数值稳定性和复杂的边界条件也是两个急需同步处理的技术难题。此外，如果需要进一步模拟微纳尺度下的传热过程，现通行的双分布函数格子–玻尔兹曼模型必须进行重新构建。但是由于稀薄效应，气体流动和传热紧密耦合，重构模型的密度分布函数和温度分布函数的平衡态必须考虑温度的影响。怎样合理地在平衡态分布函数中引入温度影响并得到稳定的数值算法，是当今格子–玻尔兹曼研究中的另一难点。

对于微米结构中的液体流动而言，即便考虑溶液中的电动效应，现有格子–玻

尔兹曼模型已经能完全模拟其中的流动和传热过程[6]。对于小尺度液体流动而言，现研究难点是利用格子–玻尔兹曼法模拟 0.1nm 到几个纳米间的原子尺度下的流体传输特性。应指出这方面的理论基础不再是原有的气体分子动力学；相应格子–玻尔兹曼法的构建将依托液体分子动力学(kinetic theory of liquids)和分子流体力学(molecular hydrodynamics)理论来完成。怎样对复杂的 BBGKY 链低阶方程组做出适当简化和离散，设计出计算精度高和数值稳定性好的算法，准确定量地模拟出因壁面固体分子/原子对流体分子的作用力而形成的近壁面分层结构及相关原子尺度下的热力学和动力传输基本关系是这个方面研究的首要核心内容。当然对应边界条件的设计和实施也必须同步进行。除了上述纳米尺度下等温非极性流体流动研究外，运用格子–玻尔兹曼法模拟相应传热问题和电动效应(针对电解质溶液)也是另一个尚待解决的研究问题。

总之，运用格子–玻尔兹曼方法研究微纳尺度下流体流动与传热，必将进一步推进格子–玻尔兹曼方法的理论发展并扩展其数值应用范围。如上述难点能成功解决，格子–玻尔兹曼方法必将取代分子动力学法和蒙特卡罗法在模拟微纳尺度流体流动与传热方面的应用。另一方面，随着相关研究深入，借助格子–玻尔兹曼方法，我们将扩展和加深对微纳尺度下流体传输过程的认识，促进如分子生物技术、医药工程、微纳/生物机电系统等领域的发展。

参 考 文 献

[1] Stone H A, Stroock A D, Ajdari A. Engineering flows in small devices: Microfluidics toward a lab-on-a-chip. Annual Review of Fluid Mechanics, 2004, 36: 381.

[2] Grayson A C R, Shawgo R S, Johnson A M, et al., A bioMEMS review: MEMS technology for Physiologically integrated devices, Proceedings of the IEEE, 2004, 92: 6.

[3] Yong Shi. Lattice Boltzmann models for microscale fluid flows and heat transfer. Thesis, Hong Kong University of Science and Technology, 2006.

[4] Guo Z L, Zhao T S, Yong Shi. Physical symmetry, spatial accuracy, and relaxation time of the lattice Boltzmann equation for microgas flows. Journal of Applied Physics, 2006, 99: 074903.

[5] Shan X, Yuan X F, Chen H, Kinetic theory representation of hydrodynamics: A way beyond the Navier-Stokes equation, Journal of Fluid Mechanics 2006, 550: 413.

[6] Yong Shi, Zhao T S, Guo Z L. Lattice Boltzmann Simulation of thermal electro-osmotic flows in micro/nanochannels. Journal of Computational and Theoretical Nanoscience, 2008, 5: 236.

[7] Melchionna S, Marconi U. Lattice Boltzmann method for inhomogeneous fluids. Europhysics Letters, 2008, 81: 34001.

撰稿人：赵天寿[1]　石　泳[2]

1 香港科技大学机械工程学系

2 重庆大学动力工程学院

热流科学中多尺度多物理场过程的数值模拟

Modeling and Numerical Simulations of Multi-Scale & Multi-Physical Processes in Thermal and Fluid Science

自然界中广泛存在着从微观原子尺度到宏观可视范围的多尺度物理过程,其中不同的物理过程常常相互耦合。对这类问题如果对整个过程仅用宏观的方法去研究则不能准确而细致地体现微观体系内的过程, 而如果采均用分子动力学计算技术去模拟则又超出了现有的计算能力。作为能源动力工程基础学科的热与流体科学中经常遇到这种多尺度问题。如何对这类多尺度多物理过程建立合适的模型和数值模拟方法是 21 世纪中科学发展的一个新趋向。

举例来说, 比如芯片电泳中, 芯片的长度是毫米级, 芯片的宽度和深度在微米级, 而对电渗流起重要作用的双电层的厚度却是纳米级。目前一般的研究方法都是忽略双电层内的具体电场和电荷分布, 而假设一个平均的壁面滑移速度, 来考虑电渗流的作用。这个简化方法的缺点是: 它无法具体描述双电层里面的速度场分布, 也无法考虑局部电渗流速对传质的影响。在质子交换膜燃料电池的研究中也同样存在这样的多尺度多物理场现象。在空间尺度上, 从化学反应所需的数量级 Å (10^{-10}m)、物质在多孔介质中的输运尺度 nm (10^{-9}m), 一直到流道中流体的宏观流动尺度 mm (10^{-3}m), 时间尺度上阳极是快反应, 而阴极是截然不同的慢反应。就目前的物理模型而言: 电催化反应受量子化学的规律控制, 纳米尺度的输运遵循分子动力学的规律, 流道中流体的流动受 Navier-Stokes 方程控制。发生在 PEMFC 中的过程是一个典型的多尺度过程,但到目前为止还未见针对这一过程的多尺度建模和数值计算。

多尺度与多物理场的模拟与计算是当今一个前沿性的课题。建立合适的多尺度多物理场的模型和数值模拟方法, 对于准确认识这些复杂的物理过程的机制, 从而优化相关工程部件或设备的性能具有十分重要的意义。最近数学界提出的多尺度研究方法(比如, 非同性多尺度法, heterogeneous multiscale method)给出了数学上解多尺度问题的一种通用方法, 但是针对不同的具体问题, 比如芯片毛细管电泳及质子膜的多尺度数值模拟, 实现起来并不是很容易, 而多物理场特性更是增加了问题的复杂程度。

比较现实的处理方法是对过程中的不同部分建立从宏观到微观耦合的物理模型。对于这种处理方法, 物理与数学建模以及数值模拟的主要难点为:

(1) 怎样将微观模型与宏观模型有机地结合起来，以尽量利用第一性原理来减少现有一般宏观模型中所包含的为数众多的经验参数；

(2) 在数值模拟中怎样将利用宏观模型的区域与按照微观模型计算的区域高效、稳定的耦合起来，建立起能为现时计算机条件所能接受的计算方法；

(3) 对所建立的物理与数学模型，什么是考核模型可靠性与准确性的准则或条件。以质子交换膜燃料电池为例，现有的宏观模型一般将计算所得的电压与输出电流曲线与实验所得的曲线作比较，由于宏观模型中包含了众多的经验参数，于是出现了两组不同的参数会导致几乎一样的电压–电流曲线的情形，无法真正考核所建的模型。

参 考 文 献

[1] Weinan E, Bjorn Engquist, Xiantao Li, Weiqing Ren, Eric Vanden-Eijnden. The heterogeneous multiscale method: A review. Communications In Computational Physics, 2007, 2(3): 367-450.

[2] Darwin R. Reyes, Dimitri Iossifidis, Pierre-Alain Auroux, Andreas Manz. Micro total analysis systems: introduction, theory, and technology. Anal Chem, 2002, 74: 2623-2636.

[3] Tang G Y, Yang C, Chai J C, Gong H Q. Joule heating effect on electroosmotic flow and mass species transport in a microcapillary. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2004, 47: 215-227.

[4] Xiangchun Xuan, Dongqing Li. Analysis of electrokinetic flow in microfluidic networks. J Micromech Microeng, 2004, 14: 290-298.

[5] John Paul Urbanski, Todd Thorsen, Jeremy A, Levitan, et al. Fast ac electroosmotic micropumps with nonplanar electrodes. Applied Physics letter, 2006, 89: 143508.

撰稿人：洪芳军　郑　平

上海交通大学机械与动力工程学院

燃料电池中与电化学反应耦合的热传输问题

Coupling Between Heat Transport and Electrochemical Reactions in Fuel Cells

燃料电池技术，一种可以将化学能直接转化为电能的电化学装置，以其高效、污染少等优点被广泛认为是一种很有潜力的未来清洁能源转换技术，并成为当今清洁能源研究领域代表性的前沿热点研究方向之一[1~3]。在燃料电池中，不仅涉及跨尺度的物质传输过程，还涉及系统内与电化学反应相耦合的十分复杂的热传输过程，这不仅会影响电池的性能，还对燃料电池系统的整体设计和优化提出了更高的要求。以直接甲醇燃料电池为例，它的核心组件——膜电极，通常是由阳极微纳尺度多孔扩散层和催化层、质子交换膜及阴极微纳尺度多孔扩散层和催化层所构成[4]。在阳极，提供的甲醇一部分在催化层内被氧化产生电能和大量的反应热，另一部分则直接穿过膜渗透到阴极，而阳极产生的反应热会通过传导和对流的方式耗散到周围环境中去，并伴随有甲醇和水的蒸发冷凝过程。在阴极，一部分氧与电子、质子发生电化学还原反应产生水和大量的反应热；另一部分氧则与从阳极渗透过来的甲醇发生电化学氧化还原反应形成混合电位降低燃料电池的阴极电位，所有的化学能都转化为热能；这两个反应所产生的反应热同样也以传导和对流的方式耗散到周围环境中去，这个过程也伴随着水的蒸发冷凝过程[5~6]。此外，由于电子和质子的传导伴随着焦耳热的产生，这些焦耳热也和反应热一起传递到周围环境中去。因此在直接甲醇燃料电池中就形成了与电化学反应相耦合的复杂的热传输过程，它会对系统性能和结构设计产生重要影响。首先，如果这些热量都迅速散失到环境中去，就会降低电池的运行温度进而降低燃料电池的性能，这就需要外加热源对燃料电池进行加热，不仅使系统变得复杂还降低了燃料电池系统的效率；另一方面，如果产生的热量不能及时排出，就会使电池温度急剧升高，增加膜干涸的危险，降低燃料电池的性能，这一问题在电池堆里尤为突出；再者，热传输不仅影响电池运行温度，还通过影响反应物和产物的传输特性进而影响电池性能。因此，热管理在燃料电池中是一个关键问题，合理的热管理不仅可以提高燃料电池性能和系统效率，还可以通过相变传热改善低温燃料电池中的水管理问题。

综上所述，燃料电池的性能不仅取决于电化学反应速率，还受到热传输过程的影响，二者互相耦合，过程十分复杂。尤其是燃料电池内的热传输极大地受到多孔介质的结构和运行条件的影响，比如孔隙率、材料特性、流量和环境温度等参数。

因此，为了提高燃料电池的性能，就必须了解燃料电池中的热传输与电化学反应的耦合过程及其机理，进而优化电池结构和运行条件。

然而，当前人们对多孔介质内的热质传输机理认识还不足，尤其是对燃料电池中这样一个跨尺度多孔介质内的伴随有相变的热传输与电化学反应耦合的复杂过程，更是缺少相应的成熟理论体系对其进行描述；同时，受现有实验设备和条件的限制，人们还无法对燃料电池内的温度分布和电化学反应进行准确的微观观察和测量。这些都使人们无法对燃料电池内热传输与电化学反应耦合过程有一个深入认识，是一个尚待解决的关键问题。

因此，为了推动燃料电池技术的发展，人们需要从理论和实验两方面入手，深入认识燃料电池内的热传输与电化学反映耦合过程及其机理，从而为燃料电池的制计、制造、优化与应用奠定坚实的基础。

参 考 文 献

[1] Arico A S, Srinivasan S, Antonucci V. DMFCs: From Fundamental aspects to technology development. Fuel Cells, 2001, 2: 1-29.

[2] Yang H, Zhao T S, Ye Q. In situ visualization study of CO_2 gas bubble behavior in DMFC anode flow fields. Journal of Power Sources. 2005, 139: 79-90.

[3] Liu J G, Zhao T S, Chen R, et al. The effect of methanol concentration on the performance of a passive DMFC. Electrochemistry Communications, 2005, 7: 288-294.

[4] Jost K. Fuel cell concepts and technology. Automotive Engineering International. 2000, 108: 173.

[5] Mathias M, Roth J, Lehnert W, Fleming J. Handbook of Fuel Cells: Fundamentals, Technology and Applications. John Wiley & Sons, 2003, (42): 3

[6] Kaviany M, Principles of Heat Transfer in Porous Media. 2nd. Springer, 1995.

[7] Oldham K B, Myland J C. Fundamentals of Electrochemical Science. Academic Press, 1994.

撰稿人：赵天寿　陈　蓉

香港科技大学机械工程学系

燃料电池中多相多组分传输过程的模拟

Modeling of Multi-Component and Multiphase Transport in Fuel Cells

燃料电池是一种高效清洁发电技术， 它已成为能源技术研究领域最具代表性的前沿热点研究方向之一。虽然燃料电池的结构简单，但电池内发生的各种传输过程非常复杂[1~6]。以直接液体甲醇燃料电池为例，图 1 描绘了电池内部的主要物质传输过程，其复杂性主要表现如下：① 气液两相共存且流动特性复杂，如流道内气液两相协同流动而在多孔扩散电极内气液两相逆流[1, 3]；② 多相多组分耦合传输，且伴随着相界面之间的物质交换如水和甲醇的蒸发冷凝等[2, 5]；③ 跨尺度传输过程，如氧气需要从阴极的宏观尺度通道穿过微尺度多孔扩散层到达催化层，而在催化层内，则由纳米尺度的孔区域，穿过电解质膜或者水膜传输到催化剂表面的三相界面处发生电化学反应[3]；④ 传输介质多样化决定了物质传输机理的多样化，比如扩散层内物质传输主要是对流和扩散两种方式，而在催化层和膜内还有电渗传输方式[4]。总之，燃料电池内的传输过程是耦合电化学反应的跨尺度多组分多相传输过程。对电池内的各种传输机理的认识与了解，是优化电池设计提高电池性能的必经之路。然而，受实验设备和条件的限制，目前还很难达对这一复杂的传输过程进行准确观察和测量，在这种情况下，数值模拟技术已经成为燃料电池研究中的一种强有力的工具。

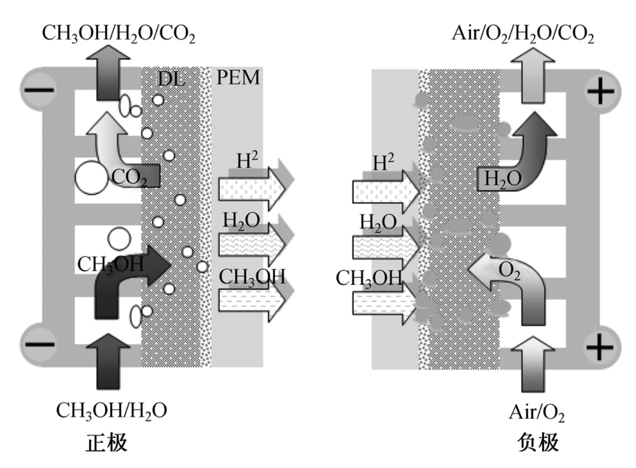


图 1　直接液体甲醇燃料电池内主要传输过程示意图

虽然现有的燃料电池模型能够在一定程度上描述电池内的物质分布和传输过程[1~6]，但还远远不能准确地揭示燃料电池内各种复杂的传输现象。原因就在于电

池内传输过程非常复杂且和电化学反应相耦合,而人们对于各种传输现象及电池内部结构的影响还认知不够,使得在建模的时候不得不引入过多的简化假设以及经验公式。例如,现有多相流动和传输模型的建立是基于连续介质假设,也就是说假定了气体区域和液体区域分别保持连续性。但在实际燃料电池中,气液两相流并非完全连续。以直接液体甲醇燃料电池为例,流场的可视化研究证明阳极通道内的气体经常以分散气泡形式存在,在这种情形下气液界面属性及气泡的大小、形状和分布等都可能对通道内气液流动和传输过程产生很大影响,而现有基于连续介质假设多相流动和传输模型无法对这一现象进行描述。另外,现有的多相流和传输理论对于多孔介质内多组分多相流动和传输的处理方式采用了宏观平均的方法,但实际燃料电池多孔介质层内的物质传输过程可能会受到多孔材料微观形态的影响,比如孔的分布、孔径以及表面浸润特性等。如何建立微观尺度的传输模型以及如何实现微观模型和宏观模型的跨接还有待进一步探索。还有,毛细压力的作用对于气液两相在多孔介质内的传输过程和分布形态起着决定性的作用,但是现有多孔介质内考虑毛细压力作用的传输理论还不成熟,还有待进一步完善。最后,现有的模型均采用Darcy 定律来描述多孔介质中的渗流过程。而 Darcy 定律是在稳态渗流基础上建立的,当燃料电池处于非稳态运行工况下,传统的多孔介质渗流理论能否描述多孔介质内动态气液两相流动问题有待进一步考证。

总之,燃料电池内与电化学耦合的复杂传输过程的数学模拟需要多方面的共同努力,不但依赖于多孔介质内多相传输理论的突破,还依赖于对燃料电池内部微观结构和传输过程等相关信息的掌握程度。

参 考 文 献

[1] Zhang Z H, Wang C Y. Mathematical modeling of liquid-feed direct methanol fuel cells. J. Electrochemical Society, 2003, 150: A508-A519.

[2] Yang W W, Zhao T S. Two-phase mass transport model for DMFCs with the effect of non-equilibrium evaporation and condensation. J. Power Sources, 174(2007)136-147.

[3] Yang W W, Zhao T S, Xu C. Three-dimensional two-phase mass transport model for direct methanol fuel cells. Electrochimica Acta, 2007, 53: 853-862.

[4] Xu C, Zhao T S, Yang W W. Modeling of water transport through the membrane electrode assembly for direct methanol fuel cells. J Power Sources, 2008, 178: 291-308.

[5] Natarajan D, Nguyen T V. A two-dimensional, two-phase, multi-component, transient model for the cathode of a proton exchange membrane fuel cell using conventional gas distributors. J Electrochemical Society. 2001, 148: A1324-A1335.

[6] Meng H, Wang C Y. Model of two-phase flow and flooding dynamics in polymer electrolyte fuel cells. J Electrochemical Society, 2005, 152: A1733-A1741.

撰稿人:赵天寿　杨卫卫

香港科技大学机械工程学系

纳米尺度下辐射传热显著增强的实验证实

Experimental Validation of Large Enhancement in Nanoscale Radiative Transfer

热辐射在白炽灯、太阳能利用、温度测量、材料加工、天文和空间探测遥感、燃烧和熔炉设计、食品加工、低温工程，以及在农业、医疗和军事领域的很多应用中都极为重要。当两个物体间的距离小于物体热辐射的特征波长时，波干涉和光子隧道效应可大大增强物体间的辐射换热。因此，有关热辐射的 Stefan-Boltzmann 定律不再成立。理论上已经预测了在两个靠得很近的表面之间的辐射换热有显著的增强。特别是当用极性材料和高掺杂硅时，由于表面波的激发而导致的增强可比采用 Stefan-Boltzmann 定律得出的两个黑体间的辐射换热量高出几个量级[1,2]。最近的研究已经证明，近场效应促成了一些新兴技术的出现，如超级透镜、亚波长光源、极化激元辅助生物传感器以及能量转换装置[3,4]。

虽然对于近场热辐射的理解已经取得了很大的进展,但在纳米量级的距离上定量测量热辐射还是一个挑战。自从 20 世纪 70 年代以来，人们已经在低温下观察到近场辐射换热，但这些结果是在间距大于 1μm 的情况下得到的。Xu 等[5] 利用一个扫描隧道显微镜(STM)平台以及一根端部表面平整的铟探针来研究近场辐射换热，该探针的端部表面直径为 100μm。但所选的材料限制了辐射增强量小于一个量级。Kittel 等[6] 利用一个探针-盘装置来观察辐射传热的增强，但该装置的几何结构太复杂，以致无法用来定量确定近场热辐射。大多数的实验结果显示，近场辐射换热的增强量比理论预测的结果小几个量级。

除了纳米与微米加工技术的进步外,还需要克服许多困难来建造可以准确测量间距为纳米量级的物体间辐射换热的装置。考虑到表面等离子极化激元和表面声子极化激元的激发有助于增强辐射传热，选择合适的材料相当重要。另外，超材料也可能有利于在近场条件下增强光子隧道效应[7,8]。

参 考 文 献

[1] Mulet J P, Joulian K, Carminati R, Greffet J J. Enhanced radiative heat transfer at nanometric distances. Microscale Thermophysical Engineering, 2002, 6: 209-222.

[2] Fu C J, Zhang Z M. Nanoscale Radiation heat transfer for silicon at different doping levels. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2006, 49: 1703-1718.

[3] Zhang Z M. Nano/Microscale Heat Transfer. New York: McGraw-Hill, 2007.
[4] Basu S, Chen Y B, Zhang Z M. Microscale Radiation in thermophotovoltaic devices: a review. International Journal of Energy Research, 2007, 31: 689-716.
[5] Xu J B, Lauger K, Moller R, Dransfeld K, Wilso I H. Heat transfer between two metallic surfaces at small distances. Journal of Applied Physics, 1994, 76: 7209-7216.
[6] Kittel A, Muller-Hirsch W, Parisi J, Biehs S A, Reddig D, Holthaus M. Near-field heat transfer in a scanning thermal microscope. Physical Review Letters, 2005, 95: 224301.
[7] Zhang Z M, Fu C J. Unusual photon tunneling in the presence of a layer with a negative refractive index. Applied Physics Letters, 2002, 80: 1097-1099.
[8] Fu C J, Zhang Z M, Tanner D B. Energy transmission by photon tunneling in multilayer structures including negative index materials. J Heat Transfer, 2005, 127: 1046-1052.

撰稿人：张卓敏[1] 符策基[2]
1 Georgia Institute of Technology, USA
2 北京大学工学院

两相流体在多孔介质内的传输问题

Two Phase Fluid Transport in Porous Media

许多天然物质(如土壤、皮革等)以及人工合成材料(如布、纸、陶瓷等)都具有空隙结构，称为多孔介质。表征多孔介质的参数很多，包括：空隙率、孔径及分布、拓扑结构和浸润特性等。当多孔介质中同时存在两种互不相容的流体时，其中发生的流动、扩散和相变等形式的质量传递现象往往非常复杂。

早在 20 世纪初，石油开采过程中复杂的油水共存、两相驱替现象促使人们开始了对多孔介质内两相传输问题的系统研究，并发展了很多实验手段和测量方法。以前的研究主要采用宏观方法，掩盖了介质内部的微观特性，并且已经测量了很多描述在土壤及颗粒填充床(packed-sphere bed)两相传输过程宏观的平均值参数，如饱和度、毛细管压力、相对渗透率以及有效扩散系数等。由于多孔介质微观结构的复杂性和随机性，导致了不同多孔介质性质和其内部流体传输特性的显著差异，以至于采用宏观方法得到的经验和半经验性的计算式,其准确性和适用范围都非常有限。比如，对于浸润特性不同的多孔介质，毛细管压力的数值会有数量级的差异而且随饱和度变化的非线性也很强，迄今仍然没有一个较为通用计算式。因此，要精确描述多孔介质内的两相传输过程,就需要确切了解流体在多孔介质内详细的两相流动和传质规律，而这依然是个尚未解决的问题。

近年来，新的多孔介质在化工、能源领域得到日益广泛的应用。例如，质子交换膜燃料电池中基于碳纤维材料的气体扩散层(如碳布)就是一类性质独特的多孔介质。与砂石等常规多孔介质相比，碳布具有极高的空隙率(0.7~0.9)、显著的各向异性以及很强的疏水特性。因此，两相流体在其中的毛细管压力、相对渗透率等参数也就无法用土壤的经验公式准确预测。目前，气液两相流体在此类多孔介质内的传输问题正在成为能源与化工领域研究的前沿热点问题。

对于多孔介质这样一种具有复杂内部结构的物质来说,要进行微观研究的实验观察和测量也是相当的困难。在现代测试技术不断涌现的今天，CT 成像、X 射线成像、中子成像等技术已经被应用于多孔介质内两相传输的研究中，但是受到分辨率的影响，还不能很准确的用于定量的分析上。

严格地讲，多孔介质内两相流体传输是一个三维、非稳态、非线性的复杂问题。因此，建立一个统一严格的理论体系将会是一个长期而艰巨的任务。不过，随着实验技术和计算方法的发展，人们对这个问题的理解将会更加深入，从而为多孔材料

的制备、优化与应用奠定坚实的理论基础。

参 考 文 献

[1] Cheng P. Heat transfer in geothermal systems. Advances in Heat Transfer, 1978, 14: 1-105.

[2] Kordesch K, Simader G. Fuel Cells and Their Applications. 1st ed. Wiley-VCH, 1996.

[3] Wang C Y. Handbook of Fuel Cells: Fundamentals, Technology and Applications. Chichester, West Sussex: J. Wiley, 2003, 3: chap3.

[4] Mathias M, Roth J, Lehnert W, Fleming J. In handbook of fuel cells: Fundamentals, Technology and Applications, Chichester. West Sussex: J. Wiley, 2003, 3: chap42.

[5] Albertini V R, Paci B, Generosi A, Panero S, Navarra M A, Michiel M. In situ XRD studies of the hydration degree of the polymeric membrane in a fuel cell. Electrochem Solid-State Lett, 2004, 7: 519-521.

[6] Tsushima S, Teranishi K, Hirai S. Water diffusion measurement in fuel-cell SPE membrane by NMR. Energy, 2005, 30: 235-245.

[7] Bellows R J, Lin M Y, Arif M, Thompson A K, Jacobso D. Neutron imaging technique for in situ measurement of water transport gradients within nafion in polymer electrolyte fuel cells. J Electrochem Soc, 1999, 146: 1099-1103.

[8] Dullien F A L. Porous Media: Fluid Transport and Pore Structure. 2nd. San Diego, California: Academic Press, 1992.

[9] Crowe C T. Multiphase flow handbook. New York: CRC Press Taylor & Francis Group, 2006.

[10] Kaviany M. Principles of heat transfer in porous media 2nd. Berlin: Springer, 1995.

[11] Vogel H J, Tolke J, Schulz V P, Kcrafczyk M, Roth K Comparison of a lattice-Boltzmann model, a full-morphology model, and a pore network model for determining capillary pressure-saturation relationships. Vadose Zone Journal, 2005, 4: 380-388.

撰稿人：郑 平 叶 强

上海交通大学机械与动力工程学院

利用微米与纳米结构控制热辐射的发射及吸收

Controlling Thermal Emission and Absorption with Micro/Nanostructures

能够加工、控制和利用极小尺度的结构是现代尖端技术的特点，这些技术包括微电子、微电子机械系统以及纳米生物技术。波长选择型材料在光子和能量转换系统——如光电探测器、太阳能电池和太阳吸收器、热光电装置以及辐射过滤器和发射器[1, 2]——中有很多应用。提升这些装置的性能的关键在于利用一维、二维或三维的微/纳米结构来改进其反射和发射谱[3]。大量近期发表的文献报道了通过激发表面等离子极化激元和表面声子极化激元来增强纳米结构的透射与发射特性。利用光栅结构已经成功实现热辐射只在很窄的波段内和确定的方向上有很大的峰值，即相干热辐射[4, 5]。调节微/纳米结构的定向和光谱辐射特性将对提高辐射能量转换和热辐射检测装置的性能产生很大影响。

相干热辐射体现为在其辐射光谱中有一个很陡的峰值(即时间相干)和/或热辐射的单波辐射系数曲线在确定的方向上呈现耳突状轮廓(即空间相干)。Lee 等[5,6]利用金属薄膜置于截顶光晶体上设计出一个相干热辐射结构并在实验中观察到漏出的表面波。但他们没有测试该器件在高温条件下的性能。Chen 和 Zhang[7,8] 建议利用复杂光栅作为热光电转换系统的热源以及红外检测器。但加工具有纳米精度的复杂光栅仍然是一个艰巨的工作。Fu 等[9] 分析了一维金属光栅结合半导体薄膜结构，发现该结构可选择地大大增强半导体能隙上缘的吸收比/发射率，固该结构在光电转换装置中有潜在用处。Fu 等[10] 还提出利用具有磁响应或负磁导率的超材料薄膜配以具有负介电常数的金属材料薄膜来建造相干热辐射源。虽然在可见光频域加工出超材料已经被实验证实[11]，但实现实用意义上的具有负磁导率的薄膜材料仍然是一项艰巨的工作。

由于在能量传输和转换应用中的重要性，研究可控微/纳米结构在设计满足特定热辐射特性要求的表面中的利用已经成为热物理研究中的一个新的前沿。今后的研究方向包括开发高温相干热辐射源以及同时具有电和磁响应的多维复杂纳米结构。

参 考 文 献

[1] Zhang Z M, Fu C J, Zhu Q Z. Optical and thermal radiative properties of semiconductors

related to micro/nanotechnology. Advances in Heat Transfer. San Diego, California Academic Press, 2003, 37: 179-296.

[2] Basu S, Chen Y B, Zhang Z M. Microscale radiation in thermophotovoltaic devices – a review. International Journal of Energy Research, 2007, 31: 689-716.

[3] Zhang Z M. Nano/microscale Heat Transfer. New York: McGraw-Hill, 2007.

[4] Greffet J J, Carminati R, Joulain K, Mulet J P, Mainguy S, Chen Y. Coherent emission of light by thermal sources. Nature, 2002, 416: 61-64.

[5] Lee B J, Fu C J, Zhang Z M. Coherent thermal emission from one-dimensional photonic crystals. Applied Physics Letters, 2005, 87: 071904.

[6] Lee B J, Chen Y B, Zhang Z M. Surface waves between metallic films and truncated photonic crystals observed with reflectance spectroscopy. Optics Letters, 2008, 33: 204-206.

[7] Chen Y B, Zhang Z M. Design of tungsten complex gratings for thermophotovoltaic radiators. Optics Communications, 2007, 269: 411-417.

[8] Chen Y B, Zhang Z M. Heavily doped silicon complex gratings as wavelength-selective absorbing surfaces. Journal of Physics D: Applied Physics, 2008, 41: 095406.

[9] Fu C J, Tan W C. Semiconductor thin films combined with metallic grating for selective improvement of thermal radiative absorption/emission. Journal of Heat Transfer, 2009, 131: 033105

[10] Fu C J, Zhang Z M, Tanner D B. Planar heterogeneous structures for coherent emission of radiation. Optics Letters, 2005, 30: 1873-1875.

[11] Shalaev V M. Optical negative-index metamaterials. Nature Photonics, 2007, 1: 41-48.

撰稿人：张卓敏[1] 符策基[2]

1 Georgia Institute of Technology, USA

2 北京大学工学院

扫描隧道显微镜学/谱(STM/S)在量子体系研究中的一个问题

Scanning Tunelling Microscopy/Spectrocopy of Quantum Structures

扫描隧道显微镜(scanning tunneling microscope, STM)是由美国国际商用机器公司 (IBM)瑞士苏黎世实验室的 G. Binnig、H. Rohrer 和他们的合作者在 1981 年发明制造的一种新型表面分析仪器[1, 2]。STM 的工作原理是基于量子力学中的隧穿效应。简单而言，通过控制一根金属针尖接近导电样品的表面，使它们之间的间距缩小到约 1 nm 时，针尖顶端原子与样品表面原子之间的波函数将相互交叠，如果在针尖和样品间加上偏压，电子将穿过针尖与样品之间的势垒，产生隧穿电流。用步进电机精确地控制针尖在样品表面扫描，并实时测量隧穿电流大小，可得到电流的分布特征，对应于样品表面的起伏变化，从而实现在实空间直接探测样品表面的形貌像。

STM 具有原子分辨能力，它的纵向精度可以小于 0.1 nm，横向扫描精度也能达到 1 nm 左右[3]。STM 的发明是科学发展史上的一次重大突破，它使人类第一次能够在实空间观察单个原子在表面的排列状态以及与表面电子行为有关的物理、化学性质，在表面科学、材料科学、生命科学等领域的研究中有着重大的意义和广阔的应用前景。STM 使人类对微观世界的认识明显提高，仅仅出现 5 年后，它的发明人 G. Binnig 和 H. Rohrer 与透射电子显微镜(TEM，1931 年发明)的发明人 E. Ruska 共同获得 1986 年的诺贝尔物理学奖。

由于 STM 是利用隧穿电流作为测量的信号，因此样品必须导电，从而限制了 STM 的应用范围。C. Gerber 和 G. Binning 等根据 STM 技术，发展出一套能探测探针与样品间的范德瓦耳斯力的原子力显微镜(atomic force microscopy, AFM)，可用来测量绝缘体的表面结构[4]。此后，以 AFM 为基础发展出来的技术日新月异，可测量的表面特性也越加广泛。STM 和 AFM 发展至今，已形成一个庞大的扫描探针显微镜 SPM (scanning probe microscopy)家族，包括扫描力显微镜 SFM (scanning force microscopy)、近场扫描光学显微镜 SNOM (scanning near-field optical microscopy)、扫描热容显微镜 STHM (scanning thermal microscopy)、扫描电容显微镜 SCM (scanning capacitance microscopy)及扫描电化学显微镜 SECM (scanning electrochemical microscopy)等。它们具有原子分辨率、对样品无损伤、实空间图像等优点；而且不限于真空中使用，也可以在气体或者液体中，甚至在活的生物物质

中应用。SPM 家族为研究各种低维材料结构和物性提供了强有力的技术保障。

STM 的主要功能是探测材料表面实空间的原子分辨图像，最具代表性的工作是 Binnig 及 Rohrer 等在 1982 年用 STM 观察到了 Si(111)表面上(7 × 7)重构的 12 个顶戴原子图像，证实了 STM 可以作为一种表征固体表面原子结构的强有力工具[5]。STM 结合扫描隧道谱(STS)技术还可以定量地观测表面局域的电子态结构特征，例如观察磁性分子的近藤(Kondo)效应等[6]。除了作为测量表征工具外，STM 还可以成为操纵单原子和单分子、制造低维纳米结构等的强有力工具。1990 年，IBM 实验室的 D. M. Eigler 成功地利用 STM 在金属 Ni 表面上操纵 Xe 原子并排列成出“IBM”字样，1993 年，他又成功地用 STM 在 Cu(111)表面上排列出铁原子的量子围栏(quantum corral)，并观察到铜的表面二维电子态在围栏内的量子尺寸效应。中国科学家采用 STM 针尖操纵硅(Si)原子，在 Si(111)-(7 × 7)表面成功“写”出数字“100”和汉字“毛泽东”等。另一方面，扫描探针还可以测量功能有机薄膜的重复充放电特性，甚至改变单个分子的化学结构。随着快速 STM 技术的发展，STM 也可观察表面的动态现象：如原子分子的扩散和迁移等。总之，STM 已逐渐成为表面科学和纳米科学研究的重要助手，其应用范围除了原子分辨的实空间成像功能外，亦被广泛用在表面单分子识别、表面单原子和单分子操纵、纳米加工及高密度数据存储等重要领域。

针尖的制备和性能控制是 STM 技术发展的一个难点。用高质量的 STM 针尖可以获得突破性的图像。例如，中国科学家制备出非常小的钨针尖，在室温下不但观察到 Si(111)-(7 × 7)元胞中最顶层的 12 个顶戴原子，而且还同时清晰地观察到 6 个静止原子，是 STM 发明以来采用金属 W 针尖得到的最高分辨的图像；他们还通过在末端吸附有机分子，实现针尖改性，探测到了表面功能分子体系的精细电子态结构。最近，用磁性针尖针对表面纳米结构磁性能的研究受到普遍关注。

STM 至今还面临的一个难题，是怎样提高它的化学分辨能力，即区分被测样品化学成分的能力。STM 可以区分化学成分，因为不同成分有时在形貌图像中表现出不同的对比度，但它无法告诉你究竟是什么成分。对于组分已知的简单研究体系，可以结合其他技术，如 STS 对组分进行分析辨别。但对于一个完全未知的样品，STM 至今无法去辨别它的化学成分。将来，STM 和高分辨谱分析技术(具有很强的化学成分分析能力)结合或许是解决此问题的一种可行性方法。

参 考 文 献

[1] Binnig G, Rohrer H, Gerber C, Weibel E. Phys Rev Lett, 1982, 49: 57.

[2] Binnig G, Rohrer H. Rev Mod Phys, 1999, 71: 324.

[3] Stroscio J A, Kaiser W J. Scanning Tunneling Microscopy. San Diege, California: Academic Press, 1993.

[4] Binnig G, Quate C F, Gerber C. Phys Rev Lett, 1986, 56: 930.
[5] Binnig G, Rohrer H, Gerber C, Weibel E. Phys Rev Lett, 1983, 50: 120.
[6] Gao L, Ji W, Hu Y B, Cheng Z H, Deng Z T, Liu Q, Jiang N, Lin X, Guo W, Du S X, Hofer W A, Xie X C, Gao H J. Phys Rev Lett, 2007, 99: 106402.

撰稿人：高鸿钧
中国科学院物理研究所

现代电子显微学尚未解决的问题

Challenge Issues in Transmission Electron Microscopy

在过去几十年里，人们以提高电镜分辨率为主要发展目标并取得了显著的成绩。电子显微镜的核心是电磁透镜，其中，透镜球差和色差是限制电镜分辨率提高的主要因素。球差校正(Cs/Cs -corrected)电子显微术和高分辨显微图像处理都致力于亚埃电子显微学的发展，近期取得了很大的进展。实验结果表明，在球差校正模式下，电子显微镜不但可以达到高分辨率(目前已经突破 1.0Å)，还可以显著改善高分辨图像的整体质量减少衬度离位[1~5]。亚埃电子显微镜的发展成功转移了人们对许多尚未解决的基本问题的注意力,但是这些问题在未来电子显微学发展中需要进一步解决。首先，理论图像模拟和实验得到的显微像衬度相差很大。在早期使用照相胶片的定量研究中，绝对强度很难测量，并且模拟像的衬度只能通过简单的成比例调整来跟实验显微像相吻合。采用慢扫描 CCD 相机的定量研究能给出显著的衬度差，其因子一般为 3，尽管对 Si 样品的详细研究发现依赖于焦距的失配因子(大约为 1.5~2.3)。对衬度差的影响因素中未充分考虑的表面污染和非弹性散射导致将需要更大的努力来确定影响 Stobbs 因子的因素。关于热漫散射，至少在能量过滤像和离轴电子全息相结合的实验中已经涉及了一部分[6]。

样品与电子束之间的相互作用在电子显微镜中是永远存在的，因此在成像，特别是微区分析的过程中，试样形态总是可能被永久性地改变[7~10]。这一问题在生物电子显微学中更为突出。为了解决这一问题，近期低温透射电镜技术得到了很大的关注，低温透射电镜技术表征材料的优势在于：有利于分析对电子束辐照敏感、易损伤变化的生物样品；改善生物样品表面积累的静电荷造成的图像畸变；减小样品漂移。其中，膜蛋白分子结构的研究是多年来的研究热点。提高分辨率到 2Å 以下是低温电镜成像技术的追求目标。低温成像与电子晶体学技术比较适用于膜蛋白分子形成的二维晶体，尤其适用于 X 射线晶体学难以解决的三维生物分子晶体结构。本领域近年来的研究热门问题还包括：天线蛋白结构，水通道蛋白 AQP1 的原子结构模型，薄三维纤维蛋白晶体结构的测定，细胞微管结构，病毒双链 DNA 分子的空间构型的测定。值得注意的是，为了在实验中得到高分辨的图像，需要应用更高的放大倍数，因为电流密度随着放大倍数的平方增大而增加，所以高放大倍数意味着更大的电流密度，也就意味着更高的损伤概率。因此，成像的放大倍数和电流密度显然应该尽可能保持在相对较低的水平，并且，应该特别关注实验中式样结构变化的征兆以避免错误的结果出现[11~15]。在原子尺度显微分析过程中，特别是在存

在生物样品、氧化物或者界面的情况下，由高度聚焦的电子束所带来的结构变化发生的可能性更大。

电子显微镜单色器技术的发展大大提高了电子能量损失谱分辨率。高能入射电子与样品发生非弹性散射后，样品中电子吸收能量能跃迁到高能级，通过测量透射电子的能量损失，从而得到对应于样品激发谱的电子能量损失谱(EELS)。其非弹性散射过程主要包括声子激发、等离子激发、带间跃迁、内壳层电子激发，以及二次电子、轫致辐射等。与其他探测电子结构信息的能谱相比，透射电子显微镜(TEM)中的 EELS 谱的优势在于具有很高的空间分辨率，特别是对研究纳米器件，如纳米颗粒、纳米线、量子点和多层膜等。器件和材料的物理性能往往与材料中的位错、层错、晶界和畴界，以及各层之间的界面密切相关。这些缺陷和界面不可避免地会导致空位、杂质的偏析和原子的重排，从而产生局域电子态。理解这些系统的物理性能需要在原子尺度内对局域原子结构和电子结构进行表征。在透射电子显微镜中结合 Z 衬度像和电子能量损失谱，通过足够小的束斑(0.1nm)严格控制电子束位置，就能很好地使局域电子结构和原子结构以及成分特征关联起来。随着透射电子显微镜仪器的改进和各种实验方法的发展，使用亮度高、相干性好的场发射电子枪，并配备有球差校正器和单色器时，其能量分辨率和空间分辨率都得到了很大提高。能量分辨率在束斑为 2.0nm 时可达 0.1eV，或在束斑为 0.2nm 时为 0.5eV，这在很大程度上提高了 EELS 谱的灵敏度和分辨率。但是最佳空间分辨率和最高能量分辨率往往不能同时达到，当单色器开启的时候，能量分辨率的提高对空间分辨率带来负面影响，这是由于虚光源的位置不允许聚光镜系统到达最小束斑所必需的缩小程度。在 TEM 中，EELS 谱的测量受很多因素的影响，有些是仪器本身和外部环境所引起的。

洛伦兹透镜和电子全息结合的技术可以进一步提高探测微小电磁场的分辨率，结合对电子全息图的重构软件可以进一步给出磁畴内部磁力线的分布。离轴电子全息技术对固态材料内部电磁内电势的分布非常敏感，可以在很高的分辨率下(<1nm)直观给出磁感应强度和磁场方向。电子波与物质相互作用后会产生相位变化，电子波穿过样品时会受到材料内势场的调制。目前国际上电子全息技术主要是用来研究不同材料内部电势、电场、磁场分布，铁电、反铁电极化场等问题，以及追求原子分辨率的材料分析[16~20]。

由实验得到的散射结果进一步精确反推晶体势函数仍未解决的问题。利用几种重构方法，可以可靠地重新得到出射面波函数，而且，对于很薄的试样，当运动学近似或者弱相位物近似成立的时候，晶体势函数可以由简单的逆傅里叶变换从中提取出来。在多层法的反变换的基础上[21~24]，一种迭代方法已经被提出。但是，还需要进一步的工作去扩展在非周期波场情况下的厚度极限。一种模拟退火算法被用在闪锌矿结构的 GaAs 晶体中，使得厚度为 5.6nm 时成功的重构成为可能，但是

厚度为 11.2nm 时这种方法不再可靠。多年来，在其他方面，对晶体散射的反推很少有人注意。

总之,对于具有有限厚度的样品,由于晶体散射反演的多重解之间存在相似性，所以未知结构晶体反推过程的唯一性解问题仍然没有得到解决。

参 考 文 献

[1] Haidera M, Müllera H, Uhlemanna S, Zacha J, Loebaua U, Hoeschen R. Ultramicroscopy, 2008, 108: 167-178.

[2] O′Keefea M A, Hetheringtona C J D, Wanga Y C, et al. Ultramicroscopy, 2001, 89: 215.

[3] Freitag B, Kujawa S, et al. Ultramicroscopy. 2005, 102: 209.

[4] Tanaka N, Yamasaki J, Usuda K, Ikarashi N. J Electron Microsc. 2003, 52: 69.

[5] Jia C L, Urban K. Science, 2004, 303: 2001.

[6] David J Smith. Ultramicroscopy, 2008, 108: 159-166.

[7] Du K, K von Hochmeister, F. Phillipp. Ultramicroscopy, 2007, 107: 281.

[8] Boothroyd C B. Ultramicroscopy, 2000, 83: 159.

[9] Howie. Ultramicrosopy, 2004, 98: 73.

[10] Hobbs L W, Chapman J N, Craven A J. Quantitative electron microscopy//Scottish Universities Summer School in Physics, Edinburgh, 1984: 399.

[11] Boothroyd C B, Dunin-Borkowski R E. Ultramicroscopy, 2004, 98: 115.

[12] Meissner U, Schröder E, Scheffler D, Marti A G, Harris J R. Micron, 2007, 38:29.

[13] Sethmann I, Wörheide G. Micron, 2008, 39: 209.

[14] Bogner, Tholleta G, Bassetb D, Jouneaua P H, Gauthier C. Ultramicroscopy, 2004, 104: 290.

[15] Boyes E D, Gai P L. Ultramicroscopy, 1997, 67: 219.

[16] Asaka T, Anan Y, Nagai T, et al. Ferromagnetic domain structures and nanoclusters in $Nd_{1/2}Sr_{1/2}MnO_3$. Phys Rev Lett, 2002, 89: 207203

[17] Wang Y G, Petford-Long A K. Magnetization reversal of the ferromagnetic layer in IrMn/CoFe bilayers. J Appl Phys, 2002, 92: 6699

[18] Harada K, Beleggia M, Endo J, et al. Profile structure of magnetic flux lines in type-II superconductor from a rectangular electron hologram. J Electr Micro, 2003, 52: 369.

[19] Lloyd S J, Mathur N D, Loudon J C, Midgley P A. Magnetic domain-wall width in $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ thin films measured using Fresnel imaging. Phys Rev B, 2001, 64: 172407

[20] Yoo J H, Murakami Y, Shindo D, et al. Interaction of separated ferromagnetic domains in a hole-doped manganite achieved by a magnetic field. Phys Rev Lett, 2004, 93: 047204.

[21] Hofmann D, Ernst F. Ultramicroscopy, 1994, 53: 205.

[22] Beeching M J, Spargo A E C. Ultramicroscopy, 1993, 52: 243.

[23] Beeching M J, Spargo A E C. J Microscopy, 1998, 190: 262.

[24] Lentzen M, Urban K. Ultramicroscopy, 1996, 62: 89.

撰稿人：李建奇

中国科学院物理研究所

自由空间的团簇是如何形成的?

How Does the Clusters Form in the Environment with No Other Actions?

团簇是一类凝聚态物质，也是大量凝聚态物质形成初期的形貌之一[1]。团簇可以由原子分子在自由空间随机碰撞形成，也可以落在固体或液体表面聚集而成。由于后者是在固体或液体表面分子非对称作用下形成，因而会具有不同的团簇结构。类似的情况也发生在溶液中，如果溶剂分子对溶质分子的作用可忽略，溶质分子随机碰撞形成的团簇与自由空间随机碰撞形成的团簇在环境上相似。但若不能忽略溶剂分子的作用，溶质分子形成的团簇将有其他形态。迄今为止，我们描述和认识的团簇，很多都不是在自由空间随机碰撞形成的。这对用气相沉积法和溶剂法制备纳米材料时，了解纳米材料是否经历以及怎样经历团簇结构这个环节带来很大的不确定性。事实上，在晶体学的长期发展中，由于在很多情况下，纳米尺度的核是什么结构对后期晶体生长不起决定性作用，因此对形核过程是否经历以及怎样经历团簇结构这个环节缺乏研究和了解[2]。如果我们能观察到自由空间原子分子是如何构成团簇的，将对可控生长新的物相和新型纳米材料产生重要作用，对精确认识晶体生长的动力学和热力学过程也有重要意义。

参 考 文 献

[1] 王广厚. 团簇物理. 上海: 上海科学出版社，2003.
[2] 张克从, 张乐潓. 晶体生长. 北京: 科学出版社, 1981.

撰稿人：沙　健
浙江大学物理系

自旋液体是否存在?

Does the Spin Liquid Exist?

具有自旋旋转对称性和空间平移对称性的自旋液体是否存在，模型是什么，如何在物理学中实现？

长期以来，磁有序系统是凝聚态物理中的重要研究对象。铁磁性是人们发现第一种的磁有序状态，每个格点的磁矩指向同一个方向，整个系统呈现自发磁化。1932年，Neel 提出了反铁磁序。该磁有序系统由两套子格子交错而成，不同子晶格的磁矩指向相反，整个系统没有整体磁矩 M=0。之后，人们还发现亚铁磁序、弱铁磁序、螺旋磁序等。这些磁有序状态有一个共同的性质：破坏自旋旋转对称性。利用对称性及其自发破缺的概念和重正化群方法可以很好的描述这些磁有序状态及其相变。

20 世纪 80 年代以后，高温超导体的研究极大地激发起新自旋态的研究。P.W. Anderson 基于共振价键(RVB)提出了“自旋液体”的概念[1]。“自旋液体”是一种具有自旋旋转对称性和空间平移对称性、每个晶胞有奇数个电子的绝缘体。自旋液体是一种新的量子态，具有特殊的物理性质：① 拓扑简并—有能隙自旋液体(拓扑序)的基态的简并度和系统的拓扑结构有关的属性；② 元激发具有电子的分数量子数；③ 不同的自旋液体不能由整体对称性加以区分；④ 自旋液体的有效模型是规范模型。利用投影的自旋群(PSG)，自旋液体可以分为 Z_2 自旋液体、U(1)自旋液体、SU(2)自旋液体、手征自旋液体等[2]。

既有自旋旋转对称性、又有空间平移对称性自旋液体是否存在，模型是什么，如何在物理学中实现是凝聚态物理学重要的未解决问题。

首先，人们猜想高温超导体的欠掺杂区的非超导基态可能是某种自旋液体[1]，但是人们很难实现一个不破坏自旋旋转对称和空间平移对称的非超导基态，所以这个猜想一直没有得到证实。另一个自旋液体的候选者是正方形格点上自旋为 1/2 的二维近邻、次近邻海森伯模型(J_1-J_2 模型)。该模型在中间阻挫区存在非磁有序基态。有学者指出该非磁基态并非自旋液体而是价键固态(VBS)，破缺空间平移不变性。因此，至今没有证明任何一个自旋模型被公认为存在自旋液体的基态[2]。

“广义”的自旋液体是一种具有自旋旋转对称性或空间平移对称性、每个晶胞有奇数个电子的绝缘体。具有空间平移对称性、没有自旋旋转对称性的自旋液体一般都是拓扑序。第一个例子是三角化的 kagome 格子上的 Rokhsar-Kivelson 模型[3]。

该模型具有“Rokhsar-Kivelson”型的RVB自旋液体态，所有元激发都有能隙，在torus上存在四重简并。近年来，一类严格可解的两维自旋模型被发现，如toric-code模型、Kitaev模型[4]、Wen-plaquette模型[2]。这些自旋模型的基态被认为具有拓扑序。这是一种有能隙的自旋液体，其基态具有拓扑简并。这一类自旋模型作为物理的“玩具”模型，并不能在凝聚态系统中实现。随着冷原子技术和量子调控技术的发展，人们设计了特殊的光格子系统，期望实现这种新的自旋序。但是，由于这些模型破坏了自旋旋转不变性，并不是真正意义的自旋液体。

具有自旋旋转对称性、没有空间平移对称性的自旋液体一般都是前面提到的价键固态，其模型为破坏平移对称性的海森伯模型。这是一类有能隙的自旋液体，可以由整体对称性加以区分，元激发只能携带电子的整数量子数。由于价键固态破坏了空间平移不变性，也不是真正意义的自旋液体。

有关自旋液体的性质，M. B. Hastings证明了一个定理：自旋系统基态具有简并或激发态没有能隙。因此，如果自旋液体可以存在，则只有两种可能：具有拓扑序的自旋液体态；或具有无质量激发的自旋液体态。这样，具有无质量激发的自旋液体成为人们关注的焦点。最近，人们在自旋 1/2 的 Kagome 格子的反铁磁材料 $ZnCu_3(OH)_6Cl_2$ 中发现了有无质量激发的自旋液体迹象[5]。该材料中是否真的存在自旋液体，它的基态和激发态有什么新的物理性质？这些问题值得人们进一步研究。

参 考 文 献

[1] Anderson P W. Science, 1987, 235: 1196; The Theory of Superconductivity in the High Tc Cuprates. Princeton University Press, 1997.

[2] Wen X G. Quantum field theory of many-body systems. Oxford: Oxford Univ. Press, 2004.

[3] Rokhsar D S, Kivelson S A. Phys Rev Lett, 1988, 61: 2376; Moessner R, Sondhi S L. Phys Rev Lett, 2001, 86: 1881.

[4] Kitaev A Y. Annals Phys, 2003, 303: 2; Ann Phys, 2006, 321: 2.

[5] Helton J S, et al. Phys Rev Lett, 2007, 98: 107204.

撰稿人：寇谡鹏

北京师范大学物理系

重费米子化合物中的非常规超导与量子临界性

Unconventional Superconductivity and Quantum Criticality in Heavy Fermion Compounds

重费米子化合物中的非常规超导电性以及量子临界行为表现出许多与铜氧化合物高温超导体相类似的特征,其物理描述超越了经典的朗道费米液体理论以及传统的 BCS 超导理论的理论框架。怎样从实验和理论上来认识这些奇妙的物理现象,仍是当今物理界的一大难题,过去二十余年在全世界范围内吸引了大批优秀的物理工作者的参与。揭示这类材料中超导配对的微观机理,非费米液体行为的形成以及量子临界态的本质特征是目前问题的关键所在,仍是一项任重而道远的工作。

重费米子材料一般是基于镧系和锕系元素的金属间化合物,通常情况下具有未填满的 f 电子壳层。在这类材料中,由于局域的 f 电子与传导电子杂化而导致载流子有效质量的急剧增加,可达自由电子的 1000 倍以上,因而又叫重电子化合物。重费米子化合物具有许多与其他关联电子材料不同的独特性质,如能制备出极高纯度的样品,可在外加压力和磁场下对不同的量子态(如超导态与磁性)进行调控,因而是研究由于电子相互作用而导致的奇异量子态以及与之相关的量子相变的理想体系。对重费米子材料的深入研究不但有助于理解高温超导的形成机理这一具有高度挑战性的世界难题,也有助于进一步认识关联电子材料中电子协同组织的原则,对人类实现操纵与控制关联电子材料中的量子态以及制造新一代量子器件具有重要战略意义。

重费米子现象的研究起始于 20 世纪 70 年代早期。1979 年德国 Frank Steglich 教授首次在重费米子化合物 $CeCu_2Si_2$ 中发现了超导[1],是第一个真正意义上的非常规超导体, 当时在国际上引起了强烈关注与质疑。 后来重费米子超导体又陆续在其他 Ce、U、Pr、Pu 等化合物中相继被发现[2~8],其中相当多的超导是在外加压力的情况下发现的。在这些重费米子超导体中,特别是基于 Ce 的化合物,超导一般出现在反铁磁量子临界点附近,其正常态常伴随着非费米液体行为[2~5,9], 表现出类似于铜氧化合物高温超导体类似的性质。相比高温超导体,重费米子材料的纯度都很高,并且可以通过加压等只改变电子关联程度的纯洁手段来对不同量子态进行调控。此外,重费米子超导体具有较低的上临界磁场,一般实验室都可以对其进行上临界磁场以上或以下的物性研究,这是铜氧化合物高温超导体所不易达到的。因而,对重费米子化合物系统的研究将更有助于从本质上研究非常规超导的形成机

理，对理解和认识高温超导具有重要借鉴意义。然而，重费米子体系也是一类复杂的材料，大量的实验虽已表明重费米子超导的形成与自旋涨落紧密相关，但实验上一直缺乏更直接的证据。重费米子超导与磁性在微观上到底是一种什么样的相互关系(如竞争，共存等)仍然没有一个统一的认识。重费米子超导与量子临界性是否有联系，有什么联系需要进一步的研究。除此之外，一些新的量子态与物理现象随着研究的深入开展而不断浮现出来。我们最近在 $CeCu_2Si_2$ 中发现了两个不同的超导态，低压超导相与其他重费米子超导态类似，另一新的高压超导态出现在价电子量子相变点附近[10]。在磁致超导量子相变点，金属中普遍遵循的 Wiedemann-Franz 定律在重费米子超导体 $CeCoIn_5$ 中被破坏了[11]。此外，大量实验证据表明一种理论上 20 世纪 60 年代已经预言的 Fulde-Ferrell-Larkin- Ovchinnikov(FFLO) 超导相可能存在于 $CeCoIn_5$ 超导上临界磁场附近[12]。在上临界磁场以下，$CeCoIn_5$ 表现出丰富的磁通相图，并且不能由传统的 Abrikosov 磁通点阵模型来描述[13]。当 $CeRhIn_5$ 的反铁磁相被压力逐渐抑制掉时，我们首次发现磁致量子相变出现在超导相内[14]。最近，一类新的超导材料，即没有中心反转对称性的超导，首次在重费米子材料中发现[15]。在这类材料中，由于宇称的破缺，超导态允许自旋单态和自旋三重态的混合。我们在一类非重费米子的过渡金属化合物 Li_2Pd_3B 和 Li_2Pt_3B 中首次给出了该种超导混合态的实验证据[16]。这些新现象的发现表明重费米子体系具有许多丰富的物理性质等待我们来发掘。

除了与重费米子超导相关的研究外,重费米子体系中另一引起广泛关注的问题是有序−无序磁性量子相变及相关问题[6~8]。从目前已有的结果来看，非常规超导与量子临界现象有着紧密的联系。反之，量子临界现象是否都与超导绑在一起？从目前已研究的少数几个例子来看，重费米子材料中似乎存在两种不同的磁性量子相变。一种是建立在 Landau-Wilson-Ginzburg 经典相变理论基础上的 Hertz-Millis 自旋密度波理论[17]。这一理论似乎适合于一些基于 Ce 的重费米子超导体材料。另一类是斯其苗，Coleman 以及 Pepin 等人正在发展的局域量子临界性理论[18]。与自旋密度波量子临界态不同的是，在局域量子临界理论中，局域磁矩仅在量子临界点被传导电子所完全屏蔽，而在量子临界点以下的反铁磁态中 f 电子仍然保持局域性。所以这类量子相变往往涉及临界点处费米面的重组或者拓扑结构的变化。最近，Watanabe 和 Ogata 基于近藤格点的蒙特卡罗数值计算结果指出[19]，费米面的重组也可以出现在近藤屏蔽存在的情况下。目前的量子局域理论似乎能解释 Yb_2Rh_2Si 以及 $CeCu_{6-x}Au$ 中观察到的一些量子临界现象[6,7]。在这些材料中暂时还没观察到超导现象，由此产生的问题是否局域量子临界态是否不利于超导的形成？怎样从实验来揭示这些量子临界态的本质特征以及其与超导等量子态间的关系，怎样发展和建立相应的量子相变和量子临界性理论，从微观上认识这些奇特量子态形成的过程和机理仍是物理界的一个重大挑战。

参 考 文 献

[1] Steglich F, et al. Phys Rev Lett, 1979, 43: 1892.
[2] Monthoux P, Pines D, Lonzarich G G. Nature, 2007, 450: 1177.
[3] Flouquet J. On the heavy fermion road. arXiv, 2005: 0501602.
[4] Onuki Y, et al. J Phys Soc Jpn, 2004, 73: 769.
[5] Maple B B. Phys J. Soc Jpn, 2005, 74: 222.
[6] Gegenwart P, Si Q M, Steglich F. arXiv: 0712.2045v2, Nature Physics, in press, 2008.
[7] Loehneysen H V, Rosche A, Vojta M, Woelfle P. Rev Mod Phys, 2007, 79: 1015.
[8] Stwewart G R. Rev Mod Phys, 2001, 73: 797.
[9] Mathur N D, et al. Nature, 1998, 394: 39.
[10] Yuan H Q, et al. Science, 2003, 302: 2104; Phys Rev Lett, 2006, 96: 047008.
[11] Tanatar M A, et al. Science, 2007, 316: 1320.
[12] Bianchi A, et al. Phys Rev Lett, 2002, 89: 137002; Radovan H A, et al. Nature, 2003, 425: 51.
[13] Bianchi A, et al. Science, 2008, 319: 177.
[14] Park T, Ronning F, Yuan H Q, et al. Nature, 2006, 440: 65.
[15] Bauer E, et al. Phys Rev Lett, 2004, 92: 027003.
[16] Yuan H Q, et al. Phy Rev Lett, 2006, 97: 017006.
[17] Hertz J A. Phys Rev B, 1976, 14: 1165; Millis A J. Phys Rev B, 1993, 48: 7183.
[18] Si Q, et al. Nature, 2001, 413: 804; Coleman P, et al. J Phys: Cond Matt, 2001, 13: R723; Pepin C. Phys Rev Lett, 2007, 98: 206401.
[19] Watanabe H, Ogata M. Phys Rev Lett, 2007, 99: 136401.

撰稿人：袁辉球
浙江大学物理系

复杂纳米结构的几何形貌和电子结构的预言

Predict the Structural and Electronic Properties of Nanostructures

随着现代生长、加工工艺的不断提高，现在人们可以生长、加工非常复杂的纳米结构，如量子点、纳米管/线等[1]。这些低维的纳米结构有着与一般体材料完全不同的物理特性。这是因为：一方面在纳米尺度，量子尺寸效应开始显现，另一方面，纳米结构的表面、界面面积与体积比非常大，所以系统的物理性质受其几何形貌的影响十分显著。正因为如此，纳米材料相比于传统体材料在应用上有两方面的优势，一是其物理性质的多样性。基于同一种材料的纳米体系性质可以因其几何形貌不同而不同。例如我们可以通过改变量子点的大小来改变其发光波长。其二是可操控性。与传统体材料不同，纳米体系的物理性质比较容易通过外加电、磁场来调节。正因为纳米材料具有量子性、多样性和可操控性，它为实现下一代功能器件，例如量子信息器件[2,3] 等，开辟了全新的道路，成为国际学术界研究的焦点。

目前虽然实验上纳米材料的生长、加工和其物理性质的测定都取得了长足的进步，然而从理论上预言这些纳米结构的几何形貌和电子结构仍然十分困难。因为在这个尺度下，体系一般包含几千到几百万个原子。量子效应和材料的微观结构效应都很显著。现有的理论方法包括有效质量近似、k.p 方法等假设材料是连续的(各向同性的)介质，忽略了体系的微观结构，因而不能很好处理其微观结构效应。更重要的是有效质量近似和 k.p 方法是基于体材料能带结构的一种微扰方法，只能处理与体材料性质非常相近的体系，对复杂结构的纳米体系无能为力。而现有的微观理论包括赝势方法和紧束缚近似虽然能较好处理某些纳米体系，但在很多情况下，例如有较大电荷转移的情况下，又失效了。同时所有这些方法只能研究给定结构的纳米系统，但无法预言体系的几何形貌。此外，以上提及的方法都是经验(如有效质量近似，k.p 方法)或半经验(如赝势法)的，需要拟和一定的实验数据，因而预言能力受到一定限制[4]。

基于密度范函理论(DFT)的第一性原理方法是研究纳米材料物性的一个选择[5]。DFT 是一种总能量计算方法。它可以同时计算体系的几何构型和电子结构，在研究固体和原子、分子性质中取得了极大的成功，成为目前研究凝聚态电子结构的主流方法。然而由于受到计算能力的限制，即使使用超级计算机，目前的 DFT 方法也最多只能处理一两千个原子的体系。这远远小于一般纳米材料的尺度。另外，纳米材料的生长过程不完全是一个平衡过程，需要用动力学模型才能描述。所以精确预言复杂纳米结构的形貌和电子结构，仍然是一个尚待解决的科学难题，而

解决了这一难题将为我们认知纳米世界带来不可估量的影响。

参 考 文 献

[1] National Nanotechnology Initiative: http:// www.nano.gov.

[2] Petroff P M, Lorke A, Imamoglu A. Epitaxially self-assembled quantum dots. Physics Today, 2001, 54: 46-52.

[3] Cerletti V, Coish W A, Gywat O, Loss D. Recipes for spin-based quantum computing. Nanotechnology, 2005, 16: R27.

[4] Bimberg D, Grundmann M, Ledenstov N N. Quantum Dot Heterostructures. New York: Wiley, 1999.

[5] Kohn W. Nobel Lecture: Electronic structure of matter-wave functions and density functionals. Rev Mod Phys, 1999, 71: 1253-1266.

撰稿人：何力新

中国科学技术大学物理系

一维量子自旋链系统在任意边界磁场中的严格解

Exact Solutions of One-Dimensional Quantum Spin Chain With Arbitrary Boundary Magnetic Fields

这是一个困扰人们多年的难题。早在 20 世纪 80 年代，人们就已经证明带有任意边界磁场的一维自旋链系统是可积的。遗憾的是，至今还没有一个有效的方法将体系的哈密顿量对角化。其困难在于边界磁场破坏了系统原有的对称性，体系的自旋不再守恒，粒子间的散射机制非常复杂，寻求系统的初始本征态非常困难，所有这些使得传统的求解一维系统严格解的方法如坐标 Bethe Ansatz 和量子反散射等失效。

开边界可积系统的严格解非常重要。一方面，传统的方法在处理这类问题时已经表现出了相当的局限性，人们必须对现有处理多体问题的方法加以推广，要在方法上有所突破。另一方面，很多有意思的新奇量子现象会在这类系统中产生，例如系统的元激发是所谓的“spiral spinon”，这和传统的自旋子很不一样。在严格解的基础上还可以定量描述由边界磁场诱导的物理效应等。

到目前为止，人们只是在几种特殊情况下求得了系统的严格解，例如两边磁场平行或者反平行，或者边界磁场满足特定的限制条件。体系最一般情况的严格解仍然是一个大家十分关注的悬而未决的难题。此类问题的解决有助于人们更好地理解近藤杂质问题以及强关联电子系统在开边界条件下丰富的物理性质。

参 考 文 献

[1] Giamarchi T. Quantum Physics in One Dimension. Oxford: Oxford Univ Press, 2003.

[2] Korepin V E, Bogoliubov N M, Izergin A G. Quantum Inverse Scattering Method and Correlation Functions. Cambridge: Cambridge Univ Press, 1993.

[3] Takhashi M. Thermodynamics of One-Dimensional Solvable Models. Cambridge: Cambridge Univ Press, 1999.

[4] Baxter R J. Exactly Solved Models in Statistical Mechanics. San Deige, California: Academic Press, 1982.

[5] Nepomechie R I. Nucl Phys B, 2002, 662: 615.

[6] Batchelor M T//Corney S P, et al (Eds). Proceedings of the 22nd International Colloquium on Group Theoretical Methods in Physics. International Press, 1999 cond-mat/9811165.

撰稿人：曹俊鹏
中国科学院物理研究所

维度对强关联电子体系性质的影响

The Effect of Dimensionality on the Properties of Strongly-Correlated Electron Systems

强关联电子体系问题是当今凝聚态物理学的核心问题之一。在复杂过渡金属氧化物(TMO)等材料中，由于强烈的电子−声子或电子−电子耦合作用，体系电子的集体行为决定其宏观性质，而单个电子动能的简单叠加不再起主导作用。随着温度、磁场等外界条件的变化，材料的晶格结构、电子结构以及自旋排列等多种序参量相互纠缠在一起[1, 2]，导致极为丰富的相图结构，显示出高温超导、庞磁阻等宏观量子现象，赋予材料具有巨大应用价值的新性质。清晰地阐明 TMO 体系内部多种自由度相互作用的物理图像，研究材料特殊性质产生的物理根源以及对其进行人工干预的途径与原理，并且进一步发现新奇的量子效应，探索新的功能材料概念，是一个对人类生产生活快速发展至关重要的课题。

近年来由于低维物理实验技术的进步，人们可以通过改变强关联体系维度产生的量子限域效应等调控多种自由度之间的耦合强度，从而可控地诱导更加丰富的物理现象[3]。这也为理解 TMO 材料的掺杂或缺陷所产生的局域效应及其对体系宏观性质的影响，阐明强关联本质引发的一系列复杂过程打开了全新的视角。借助扫描探针技术，尤其是扫描隧道显微镜(STM)与扫描隧道谱(STS)可以在实空间原子尺度上对表面晶格结构和电子结构同时进行表征，同时配合相应的理论研究，是研究强关联问题最有效的途径之一，而 TMO 材料低维结构的制备问题则一度成为科学界在这方面取得重大突破的瓶颈。除了可以直接解理具有层状结构的单晶体材料获得表面外，比较成熟的制备 TMO 低维结构的物理方法主要有磁控溅射与激光分子束外延等[4~6]。最近，反应式分子束外延技术(RMBE)也得到了广泛的关注。这种方法与各种超高真空表面分析技术完全兼容，同时也保持了传统分子束外延非平衡状态生长的特点，适合通过衬底形貌、应力工程等制备 TMO 各种新型的热力学亚稳态结构。通过对各个元素金属源的调节可以方便地控制生长样品的成分与掺杂，配合对其他生长参数的优化可以控制金属元素价态与择相生长的模式。国际上已经有若干小组利用 RMBE 方法成功获得了铁电性介质材料 $BaTiO_3$ 薄膜，甚至是更为复杂的高温超导材料 Bi-Sr-Ca-Cu-O 薄膜[7~9]。将 STM/STS 分析技术与 RMBE 生长结合在一起研究维度对强关联电子体系中多种自由之间相互作用的影响，一方面可以将各种微观现象与宏观性质联系在一起，另一方面充分发挥了 RMBE 技术的长处，

可以探索新型的低维材料以及对其优异性质进行人工设计与操控的方法和原理。这是一个方兴未艾,但是必将对基础物理研究以至于材料科学等领域产生深远影响的研究方向。

对强关联现象的研究是理解 TMO 材料各种优异性能最本质的课题之一。它直接导致体系具有多重竞争的基态或能量相近的亚稳态，引发一系列新奇的量子现象，掺杂对高温超导电性形成的影响就是典型的实例。利用 RMBE 方法合成通过人工设计合成各种成分、掺杂、维度的新型 TMO 低维体系，进一步结合 STM/STS 在原子尺度上的表征功能，发现新的量子效应，探索特殊物理性质产生的根源，进一步推出新材料的概念，这是一个在基础研究中不断推动创新的方向。从另一个方面来讲,强关联所涉及的基本物理过程往往在现存的物理框架中难以得到准确的描述，所以这项研究还将大大促进新的实验手段及理论方法的形成与发展。

参 考 文 献

[1] Dagotto E, Hotta T, Moreo A, Colossal magnetoresistant materials: the key role of phase separation. Phys Rep, 2001, 344: 1.

[2] Fäth M, Freisem S, Menovsky A A, Tomioka Y, Aarts J, Mydosh J A. Spatially inhomogeneous metal-insulator transition in doped manganites. Science, 1999, 285: 1540.

[3] Moore R G, Zhang Jiandi, Nascimento V B, Jin R, Guo Jiandong, Wang G T, Fang Z, Mandrus D, Plummer E W. A surface-tailored, purely electronic, Mott metal-to-insulator transition. Science, 2007, 318: 615.

[4] Horiba K, Ohguchi H, Kumigashira H, Oshima M, Ono K, Nakagawa N, Lippmaa M, Kawasaki M, Koinuma H. A high-resolution synchrotron-radiation angle-resolved photoemission spectrometer with in situ oxide thin film growth capability. Rev Sci Instru, 2003, 74: 3406.

[5] Toshiyuki Sakuma, Shintaro Yamamichi, Shogo Matsubara, Horomu Yamaguchi, Yoichi Miyasaka. Barrier layers for realization of high capacitance density in $SrTiO_3$ thin-film capacitor on silicon. Appl Phys Lett, 1990, 57: 2431.

[6] Josef Gerblinger, Hans Meixner. Electrical conductivity of sputtered films of strontium titanate. J Appl Phys, 1990, 67: 7453.

[7] Sun H P, Tian W, Pan X Q, Haeni J H, Schlom D G. Evolution of dislocation arrays in epitaxial $BaTiO_3$ thin films grown on (100) $SrTiO_3$. Appl Phys Lett, 2004, 84: 3298.

[8] Ivan Bozovic, Eckstein J N, Virshup G F. Superconducting oxide multilayers and superlattices: Physics, chemistry, and nanoengineering. Physica C, 1994, 235-240: 178.

[9] Rogers D J, Bove P, Hosseini Teherani F. Critical parameters in the molecular beam epitaxy growth of Bi2Sr2Can-1CunOy and (Sr, Ca)mCunOy superconductor thin films. Supercond Sci Technol, 1999, 12: R75.

撰稿人：郭建东
中国科学院物理研究所

为什么严格的多体波函数计算不能给出超导态，而简单的 BCS 平均场计算却能给出超导态？

Why does the Strict Calculation of Many-Body Wavefunctions Not Give the State of Superconductivity, But a Simple BCS Mean-Field Calculation Can do?

众所周知，从高温超导体的发现(1986 年)到现在，已经 20 多年过去了，尽管通过全世界大量杰出理论物理学家的巨大努力,高温超导的物理机制问题仍然没有解决。究其原因，经常有人将其归结于强关联模型中的多体波函数很难求解，因此没有办法解决这一问题。

从实际的情况来看，尽管一些强关联模型的完全严格解迄今没有得到，但对较小的有限系统,强关联模型多体波函数的严格解还是可以用计算机数值地计算出来的[1]。非常遗憾的是，从迄今得到的数值严格解来看，仍然无法得到一个明确的超导态，也就是说，从迄今得到的强关联模型的数值多体波函数中，人们仍然无法得到有关超导态的明确信息。因此，高温超导的机制问题看来也不能通过这一途径来解决。对这一点，有人仍然将其归结为强关联模型的复杂性，有人则认为计算的系统不够大，等到哪一天计算机发展到一定程度，可以算足够大的系统，这一问题自然就解决了。

现在让我们回想一下 50 多年前(1957 年)，Bardeen、Cooper、Schrieffer 三人在解决常规超导体的机制的时候，所处理的也是复杂的电声子互作用系统，但他们并没有去求解这一“强关联”系统的严格多体波函数，而是采用一种非常简单的平均场方法，通过简洁的计算，就得到很明确的超导态，从他们得到的解中，超导的物理机制跃然而出，非常清楚。

于是就产生了一个问题，当年 BCS 三人如果不是用平均场方法，而是也用现在人们经常使用的严格求解多体电声子波函数的方法,是不是还能得到明确的超导态？如果不能，那么平均场方法到底有什么地方比严格求解的方法高明呢？

参 考 文 献

[1] Dagotto E. Rev Mod Phys, 1994, 66: 763.

撰稿人：熊诗杰
南京大学物理系

二维电子系统在微波辐照下的零电阻现象

Microwave-Induced Zero-Resistance States of a Two-Dimensional Electron System

在半导体界面上形成的二维电子系统是半导体器件里最司空见惯的导电体系，例如在计算机芯片中大量使用的场效应晶体管其导电沟道就是二维电子气。从已有的知识看，二维电子系统可以呈现出异常丰富的物理现象，其中以整数和分数量子霍尔效应最广为人知。近年来，得益于材料生长工艺的巨大进步，人们已可在GaAs/AlGaAs 界面上生长接近理想的二维电子系统样品，导致不少的新奇现象相继被发现，这其中就包括我们下面介绍的微波辐照下的零电阻现象[1,2]。

在 20 世纪 90 年代后期，美国犹他大学教授杜瑞瑞领导的研究组尝试用微波来研究分数量子霍尔态的低能激发谱，却意外地发现，在远离量子霍尔态的较低磁场下二维电子系统展现出一种新颖的磁阻振荡，其周期结构可用微波频率 ω 和回旋共振频率 ω_c (朗道能级间隔)的比值 $\varepsilon \equiv \omega/\omega_c$ 来表征：当 ε 约为整数($\varepsilon \approx n$)时对应振荡峰，当 ε 约为半整数($\varepsilon \approx n+1/2$)时对应振荡谷[3]。与没有微波时的磁阻相比，微波对磁阻的贡献在振荡峰处为正，振荡谷处为负。进一步实验发现，随着样品越来越纯净，微波引起的这种振荡越来越成为样品磁阻的主导特征，而且振荡谷的电阻值也越来越小，有变为零的趋势。终于，在 2000 年底，在一个非常纯净的样品上，杜瑞瑞小组首次确定无疑地观察到，在微波激励下磁阻振荡谷的电阻值随温度降低指数式的趋于零，这就是所谓二维电子系统在微波辐照下的零电阻现象[4]。这一奇特的现象也在同期被德国马普研究所与哈佛大学的一个合作小组观察到[5]。

在二维电子系统发现一种新的不同于量子霍尔效应的零电阻现象，很快在固体物理学家中引起了很大的兴趣。很多人的第一反应就是“这是否是一种新的超导或超流现象?”为回答这个问题， 杜瑞瑞小组用一个 Corbino 环直接测量了样品的电导，结果表明，二维电子系统在微波激励下的电阻和电导满足磁场下二维量子输运的一般张量关系，在零电阻状态下，样品的电导也是零[6]。这意味着，跟量子霍尔效应的零电阻态类似，宏观上微波辐照下的零电阻状态实际上更应该被看做是一个二维绝缘体，而不是一个超导体。

应该强调，观察到微波磁阻振荡的二维电子气样品具有很高的质量，其能级在较低的磁场(~0.1T)下就已拥有明显的朗道量子化特征；其次，需要使用较大的微波功率，才能观察到微波磁阻振荡及零电阻现象。那么应该怎样理解或解释观察到

的这一现象呢？这实际上包含两个问题。一是怎样解释微波引起的上述磁阻振荡，二是解释在振荡谷处的零电阻行为。

初看起来，似乎可以将微波激励下 $\omega = n\omega_c$ 处的磁阻振荡峰理解成电子在朗道能级间发生共振跃迁导致的热电子的附加贡献。但根据朗道能级间电磁辐射偶极跃迁的选择定则，只有相邻朗道能级间($n = 1$)的跃迁是允许的，对应自由电子气的回旋共振，其他 $n > 1$ 的跃迁都是禁戒的。实际上，在以前的类似实验中，热电子的磁阻贡献即使在允许的回旋共振附近($n \approx 1$)都非常微弱；况且，通常二维电子系统中热电子对电阻贡献应为正值，不可能导致零电阻的出现。因此，不能将磁阻振荡简单看做是微波共振吸收导致的热电子效应。

现在,人们已认识到微波磁阻振荡是二维电子系统在较强微波激励下的非平衡量子输运现象，已提出了多种理论模型来对其进行理论解释[7~13]。一个较直观的图像是[7]，由于实际样品中不可避免地存在杂质散射，导致朗道能级的展宽或不同朗道能级波函数的混合，从而在微波激励场足够强的情况下，有不少的电子能够吸收一个能量为 ω 的微波光子，到达一个居间电子态(一般其能量并不在朗道能级中心)，然后再通过与杂质的散射过程对电阻作出贡献，这一贡献取决于该居间态处的能态密度(更准确地说是该处态密度对能量的梯度)。考虑到电子能态密度是朗道能级间距 ω_c 的周期函数，电子吸收微波光子后所到达的居间电子态的能态密度只取决于其能量与最近临朗道能级中心的相对位置，因此该居间态密度具有 ω/ω_c 的周期性，从而导致微波磁阻的周期性振荡。尽管切入点和视角不尽相同，多数理论的一个基本共识是，在微波磁阻振荡中起重要作用的是朗道能级量子化导致的能态密度随磁场的周期性振荡，以及二维电子系统对微波的非共振吸收。

对微波磁阻振荡谷处的零电阻现象，目前主流的看法是，这是一种根源于二维电子系统在微波激励下的负电阻状态的一种表观现象[7~10,14]。具体来讲，首先微波引起一个附加的磁阻振荡，在振荡峰处电阻为正，振荡谷处电阻为负；由于磁阻振荡的振幅随微波增强而增大，当微波足够强时，微波在振荡谷处贡献的负电阻将足以抵消原来没有微波时其他散射过程贡献的背景电阻，从而使二维电子系统的总电阻在振荡谷处为负。然而，理论分析表明[14]，二维电子系统在微波激励下的负阻状态是不稳定的，系统必须自发调节，直到将均匀的二维电子气变成一块块局部电阻为零的电流畴。当测量样品的电阻时，二维电子系统只需简单调整电流畴的分布，就可以使外部施加的探测电流流过样品，由于每个电流畴的电阻都是零，必然使测得的样品总电阻也是零。

除此之外，也有一些理论模型认为，微波磁阻振荡并不会导致二维电子系统出现负电阻状态[11~13]。在这类模型里，微波从总体上改变了电子系统的散射沟道或波函数的相干特性，导致在振荡谷处，二维电子系统的总电阻随微波强度增大而减小，直到最终为零。可见，这类模型不认为微波对二维电子系统电阻的贡献是附加

在一个没有微波时的背景电阻上的。

如果在微波激励下二维电子系统果真形成电流畴，从较大的尺度上看， 在样品内部必然存在微波诱导的稳恒的直流环流；另外，系统在不稳定的负阻状态下自发调节形成电流畴的动态过程，预期也会产生一定的噪声。但目前这些都还未被实验证实。因此，尽管目前主流的看法认为微波激励下的零电阻起源于二维电子系统的负电阻状态，并且这一看法也得到初步的实验支持[15]，但实际上还不能过早下结论，还需要对二维电子系统在微波激励下的量子输运行为作进一步的实验和理论研究。

参 考 文 献

[1] Du R R, Zudov M A, Yang C L, Pfeiffer L N, West K W. Physica E, 2004, 22: 7.

[2] Durst A C, Girvin S M. Science, 2004, 304: 1752.

[3] Zudov M A, Du R R, Simmons J A, Reno J L. Phys Rev B, 2001, 64: 201311(R).

[4] Zudov M A, Du R R, Pfeiffer L N, West K W. Phys Rev Lett, 2003, 90: 046807.

[5] Mani R G, Smet J H, von Klitzing K, Narayanamurti V, Johnson W B, Umansky V. Nature, 2002, 420: 646.

[6] Yang C L, Zudov M A, Knuuttila T A, Du R R, Pfeiffer L N, West K W. Phys Rev Lett, 2003, 91: 096803.

[7] Durst A C, Sachdev S, Read N, Girvin S M. Phys Rev Lett, 2003, 91: 086803.

[8] Shi J, Xie X C. Phys Rev Lett, 2003, 91: 086801.

[9] Lei X L, Liu S Y. Phys Rev Lett, 2003, 91: 226805.

[10] Dmitriev I A, Vavilov M G, Aleiner I L, Mirlin A D, Polyakov D G. Phys Rev B, 2005, 71: 115316.

[11] Phillips J C. Solid State Commun, 2003, 127: 233.

[12] Lee D H, Leinaas J M. Phys Rev B, 2004, 69: 115336.

[13] Inarrea J, Platero G. Phys Rev Lett, 2005, 94: 016806.

[14] Andreev A V, Aleiner I L, Millis A J. Phys Rev Lett, 2003, 91: 056803.

[15] Zudov M A, Du R R, Pfeiffer L N, West K W. Phys Rev Lett, 2006, 96: 236804.

撰稿人：杨昌黎　谢心澄

中国科学院物理研究所

拓扑序量子相变的普适性问题

The Universal Law of Topological Quantum Phase Transitions

拓扑序的量子相变(拓扑量子相变)是否有新的规律呢？拓扑量子相变的有效理论是什么？

在物理学基础研究方面，发现、认识和实现新的物理状态一直是物理学的研究目标。从 20 世纪中叶，朗道提出对称性和对称性自发破缺的概念，利用对称性及其自发破缺的概念和平均场方法可以很好的描述各种物理状态及其之间的相变。他指出伴随着物理态的有序无序相变，会发生对称性破缺。之后人们一直认为对称性自发破缺理论和重正化群理论可以描述各种序和序的相变。两个经典序之间的热力学相变可以用朗道的对称性自发破缺理论加以研究。利用对称性破缺概念，可以清楚而简单地知道连续相变的临界率：即连续相变的普适性原理。人们知道决定经典相变临界率的是相变附近的玻色模式：软模和 Goldstone 模式[1]。

但是，量子序和拓扑序的发现突破了这一认识[1]。拓扑序(拓扑量子态)是认识最早的量子序，也是认识相对成熟的量子序。拓扑序具有稳定的物理性质，所有元激发都有能隙。另外，其基态具有刚性的拓扑属性：拓扑简并、手征边缘态、拓扑熵[1]。分数量子霍尔态就是一种典型的拓扑序。它的发现大大拓宽了人们对物态的认识。近年来，人们基于 P_x+iP_y 超导、自旋系统中提出了其他几种拓扑序。尤其是 toric-code 模型[2]、Kitaev 模型[2]、Wen-plaquette 模型[1]的提出打开了拓扑序研究的新局面。

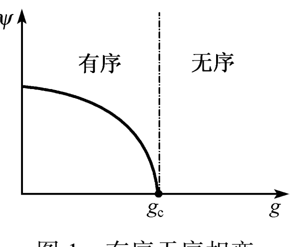


图 1　有序无序相变

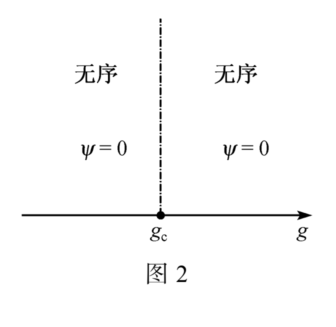


图 2

拓扑序的量子相变(拓扑量子相变)是否有新的规律呢？两个拓扑序之间的量子相变(简称拓扑量子相变)没有局域有序参量，而只能利用开弦或闭弦加以描述。在临界点可能存在零能费米激发。此时相变点的临界现象和标度率也不同于经典的理论[3]。认识拓扑量子相变的普适性原理将会对统计物理的发展具有巨大的意义。由于二维物理系统存在两类拓扑序：Z_2 拓扑序和非阿贝尔拓扑序，人们需要研究以下三类拓扑量子相变：① 拓扑序和非拓扑序之间的量子相变；② 不同 Z_2 拓扑序之间的量子相变；③ Z_2 拓扑

序和非阿贝尔拓扑序之间的量子相变。尤其是第三类拓扑量子相变的研究，在国际学术界的研究还是空白，可能需要引入新的物理机制。

正确的有效场论模型将能很好地显示量子相变的临界行为及其在长波极限下的物理本质，并大大简化理论的研究难度。基于对称性和对称性自发破缺的相变，人们引入了 O(N)非线性 Sigma 模型、φ^4 模型等有效模型。这些有效模型在量子反铁磁系统、铁磁系统、超流系统的相变研究中起到重要的作用。所以，人们自然会问：拓扑量子相变的有效理论是什么？总之，获得正确的有效理论对于认识拓扑量子相变规律至关重要。

参 考 文 献

[1] Anderson P W. Basic Notions of Condensed Matter Physics. Don Mills, Ontario: Addison-Wesley Pub (Sd), 1984.

[2] Subir Sachdev. Quantum Phase Transitions. Cambridge: Cambridge University Press, 2000.

[3] Wen X G. Quantum Field Theory of Many-Body Systems. Oxford: Oxford Univ Press, 2004.

[4] Kitaev A Y. Fault-tolerant quantum computation by anyons. Annals Phys, 2003, 303A: 2. Kitaev. Anyons in an exactly solved model and beyond. Ann Phys, 2006, 321: 2.

[5] Feng Xiaoyong, Zhang Guangming, Xiang Tao. Phys Rev Lett, 2007, 98: 087204.

撰稿人：寇谡鹏

北京师范大学物理系

波函数在环境中的退相位速率在低温下是否饱和?

Is the Dephasing Rate of a Wave Function in an Environment Saturated at Low Temperatures?

在量子力学的理论中,波函数相位的相干性是一个系统能够用量子力学的波函数来描述的先决条件。然而，在实际系统中，由于系统周围环境的影响，波函数相位的相干性往往不能保持很长的时间，而出现相位的不确定性，这一过程称为退相位(dephasing)，而在单位时间里出现相位不确定性的概率则称为退相位率(dephasing rate)。一方面，退相位是一个非常重要的基础理论问题，因为它关系到一个系统如何从量子力学描述过渡到经典力学描述；另一方面，它也关系到量子计算在何种条件下可以实现的问题,因为波函数相位的相干性是用量子态来储存和操作信息的基础。一般的理论认为，退相位率是随着温度的降低而递减[1~3]，在温度降到绝对零度时，退相位率降低到零，亦即不会再出现退相位。这一理论结论似乎保证了只要温度降到足够低，量子力学的描述就总可以用，而量子计算也总可以进行。然而，一些实验则给出了相反的结论。这些实验发现，随着温度的降低，退相位率一开始是降低的，但在温度降到很低的时候，再降低温度就不再能使退相位率进一步降低，亦即出现了退相位率在低温下饱和的现象[4]。这一实验结果引起理论和实验两方面的巨大争议:一方面,这一实验结果不能得到进一步实验的完全证实,这是因为没有任何人可以将温度降到绝对零度,很低但仍然有限的温度下有限的退相位率不能保证在绝对零度下它不是零；另一方面，在理论上也出现了与原先的理论完全不同的退相位机制，可以解释退相位率的低温饱和[5]。

这一问题的难点有两个方面：(1) 如何确认退相位率确实在低温下一直到绝对零度都是饱和的；(2) 退相位过程的物理机制到底是什么？

参 考 文 献

[1] Altshuler B L, et al. Solid State Comm, 1981, 39: 619.

[2] Chakravarty S, Schmid A. Phys Rep, 1986, 140: 193.

[3] Stern A, et al. Phys Rev A, 1990, 41: 3436.

[4] Mohanty P, et al. Phys Rev Lett, 1997, 78: 3366.

[5] Xiong Yongjian, Xiong Shijie. Phys Rev B, 2002, 65: R201302.

撰稿人：熊诗杰

南京大学物理系

铜氧化物高温超导体赝能隙起源的探索

Origin of Pseudogap in High-Tc Cuprate Superconductors

能隙指的是在某一段能量区间，电子的态密度等于零。如在半导体和绝缘体中，其价带与导带间就存在一个能隙。从能带的角度来看，半导体和绝缘体的差别只是它们的能隙大小不同。再如，在传统的超导体中，在超导转变温度以下，由于电子形成库珀对，在整个费米面上都打开一个能隙。 但在近年来所研究的强关联电子系统，如铜氧化物高温超导体中，人们发现正常态时已在部分费米面上打开一个能隙[1]。我们把这种部分打开的能隙叫做赝能隙，如图 1 所示。

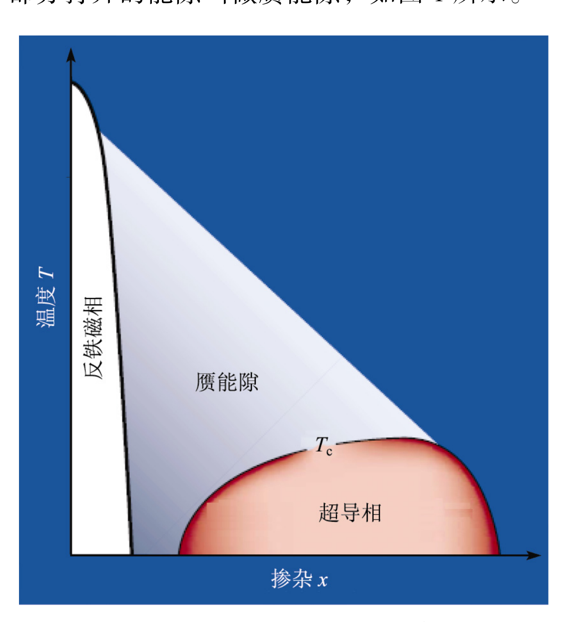


图 1　空穴型铜氧化物高温超导体相图

(来自 M. Buchanan, Nature, 2001, 409: 8)

赝能隙现象被认为是铜氧化物高温超导体最奇异的性质之一，对其起源的认识可能是理解高温超导机理的关键。因而，其研究引起了高温超导界的极大兴趣。虽然经过了十几年的广泛研究，但现在对其起源仍没有达成共识。高温超导中的赝能隙现象最初是在核磁共振实验中被观察到[2]，所以一开始，人们把它称为自旋赝能隙。但其后的角分辨光电子谱实验发现电子谱中也有该现象[3]，而且在各种输运、光学、热学性质等测量中都被观察到。因此，这是高温超导体正常态的一个普遍

现象。

通常的能隙形成是由于某种有序态的出现。如上述的传统超导体中，超导能隙的出现是由于出现了超导态。再如准一维系统中电子能谱会由于电荷密度波的形成而打开一个能隙。所以，对高温超导体赝能隙起源的一类解释是，它是由某种与超导态竞争的有序态所导致。目前已提出的有序态包括：共振价键图像的自旋子配对单态[4]，d 波密度波等[5]。在这类理论中，赝能隙由有序态导致，而超导能隙则由于超导态的形成，因而在系统中存在两个能隙。

关于高温超导体赝能隙起源的另一类观点是，它来自两个电子在正常态的预配对[6]。具体来说，就是两个电子形成了一个库珀对，但库珀对间没有形成长程关联。由于局域的库珀对已形成，所以在部分费米面上打开了一个赝能隙，但库珀对间无长程关联，所以仍处在正常态。当温度进一步下降进入超导态，在整个费米面上就完全打开了一个能隙。由此可见，这类理论预言在系统中只存在一个能隙。在超导温度以上，它部分打开，所以叫赝能隙；在超导温度以下，它就是超导能隙。

目前的实验结果在说明一个还是两个能隙，以及是否有新的竞争序存在等方面都没有达成共识，因而铜氧化物高温超导体的赝能隙现象是一个有待人们继续深入探索的问题。

参 考 文 献

[1] Timusk T, Statt B. Rep Prog Phys, 1999, 62: 61.
[2] Takigawa M, et al. Phys Rev B, 1991, 43: 247.
[3] Damascelli A, Hussain Z, Shen Z X. Rev Mod Phys, 2003, 75: 473.
[4] Lee P A, Nagaosa N, Wen X G. Rev Mod Phys, 2006, 78: 17.
[5] Chakravarty S, et al. Phys Rev B, 2001, 63: 094503.
[6] Kivelson S A, et al. Rev Mod Phys, 2003, 75: 1201.

撰稿人：李建新
南京大学物理系

铁基高温超导电性与机理

High Temperature Superconductivity in Re(O,F)FeAs

高温超导电性是一个有巨大应用前景和重要科学意义的研究课题。1986 年铜氧化物高温超导体的发现极大地推进了强关联电子系统这一凝聚态物理前沿研究领域的发展。但 20 多年过去，高温超导的物理机制依然没有取得共识，它已成为凝聚态物理尚未解决的最重要科学问题之一。在研究铜氧化物高温超导电性的同时，人们也努力在其他过渡金属化合物中寻找超导电性，这导致发现 4d 过渡金属 Ru 氧化物 Sr_2RuO_4超导体和 3d 过渡金属 Co 氧化物 $Na_xCoO_2(yH_2O)$ ($x < 0.35$, $y <1.3$)超导体。虽然它们都具有引人注目的奇特和复杂物理性质，但超导转变温度都很低，在 4 K 以下。2006 和 2007 年日本东京工业大学 Hosona 小组分别报道在 LaOFeP[1]和 LaONiP[2]材料中发现 $T_c = 2\sim5$ K 的超导电性。在 Fe 基材料中，F 离子部分取代 O 可提高 T_c 到 7 K 以上。2008 年该小组报道对 LaOFeP 材料，如果用 As 置换 P，以及部分 F 替代 O，即合成 $La(O_{1-x}F_x)FeAs$，则超导转变温度可上升至 26 K[3]。这一发现立刻引发了人们对这一体系的强烈关注。中国科学家快速响应[4,5]，通过用稀土离子(Ce, Pr, Nd, Sm, Gd 等)置换 La 使得 T_c 迅速上升到 40 K 以上[6~8]，T_c 最高已经达到 55 K[9]，并对其物理性质进行了开创性的研究工作。由于 Fe 基超导体已成为除铜氧化物高温超导体之外超导转变温度最高的材料，目前已经形成了对该 Fe 基超导体的研究热潮。

与铜氧化物高温超导材料相似，新发现的 Fe 基超导材料也是准二维的层状材料，沿 c 方向 La_2O_2 和 Fe_2As_2 层交替堆积，过渡金属离子 Fe 位于周围 4 个 As 离子所形成的四面体中心，导电和超导主要来自于 Fe 的 3d 电子。同时超导与反铁磁(自旋密度波)不稳定性相邻近，两种有序相互竞争[10,11]。与高温超导不同的是高温超导只有一个轨道贡献导电载流子，而这里 Fe^{2+}有 5 个轨道贡献导电电子，多带效应显著[12]。目前对该类材料有一系列重要问题需要回答。首先，哪些能带对超导配对主要负责？第二，引起超导配对的机制是什么样的，是电声子相互作用还是磁涨落所导致？如果是后者的话，是铁磁关联还是反铁磁关联诱导配对？第三，超导状态下电子配对对称性是什么样的，超导能隙有无节点？此外还应揭示 FeAs(P)与 NiAs(P)体系超导的物理起源是否相同。

从材料方面来讲，一方面探索具有新结构类型的 Fe 基或 Ni 基超导体或更高转变温度的超导材料是近期的重要目标之一。由于这一重大发现近期刚刚报道，有很

大潜力发现新结构类型或 T_c 更高的以 FeP 或 FeAs 四面体为基的超导材料。另一方面，高质量样品的制备，特别是单晶样品的生长将成为可靠物理实验的基础。

铁基超导体的材料和物理性质研究在快速发展,目前发现的铁基超导材料主要有四种结构体系，它们是：“1111”体系，主要是上述 LnFeAsO (Ln=La, Ce, Pr, Nd, Sm 等稀土离子)；“122”体系，主要有 AFe2As2 (A=Ba, Sr, Ca 等)；“111”体系，包括 AFeAs (A=Li, Na，等)；“11”体系，主要是 FeSe(Te)。此外在多个体系可以生长尺寸足够大的晶体，使得物理性质研究取得重要进展。例如，角分辨光电子能谱测量揭示“122”体系超导能隙不存在节点，具有 s 波配对特征，从而显示出与铜氧化物高温超导体显著不同。

参 考 文 献

[1] Kamihara Y, Hiramatsu H, Hirano M, Kawamura R, Yanagi H, Kamiya T, Hosono H. J Am Chem Soc, 2006, 128: 10012.

[2] Watanabe T, Yanagi H, Kamiya T, Kamihara Y, Hiramatsu H, Hirano M, Hosono H. Inorg Chem, 2007, 46: 7719.

[3] Kamihara Y, Watanabe T, Hirano M, Hosono H, Am J. Chem Soc, 2008, 130: 3296.

[4] Chen G F, Li Z, Li G, Zhou J, Wu D, Dong J, Hu W Z, Zheng P, Chen Z J, Yuan H Q, Singleton J, Luo J L, Wang N L. Phys Rev Lett, 2008, 101: 057007.

[5] Wen H H, Mu G, Fang L, Yang H, Zhu X Y, Europhys Lett, 2008, 82: 17009

[6] Chen X H, Wu T, Wu G, Liu R H, Chen H, Fang D F. Nature, 2008, 453: 761.

[7] Chen G F, Li Z, Wu D, Li G, Hu W Z, Dong J, Zheng P, Luo J L, Wang N L. Phys. Rev. Lett. 2008, 100: 247002.

[8] Ren Z A, Yang J, Lu W, Yi W, Che G C, Dong X L, Sun L L, Zhao Z X. Europhys Lett, 2008, 82: 57002.

[9] Ren Z A, Lu W, Yang J, Yi W, Shen X L, Li Z C, Che G C, Dong X L, Sun L L, Zhou F, Zhao Z X. Chin Phys Lett. 2008, 25: 2215.

[10] Dong J, Zhang H J, Xu G, Li Z, Li G, Hu W Z, Wu D, Chen G F, Dai X, Luo J L, Fang Z, Wang N L, Europhys. Lett. 2008, 83: 27006.

[11] de la Cruz C, Huang Q, Lynn J, W, Li J, Ratcliff II W, Zarestky J L, Mook H A, Chen G F, Luo J L, Wang N L, Dai P. Nature, 2008, 453: 899.

[12] Lebegue S. Phys Rev B, 2007, 75: 035110.

撰稿人：王楠林 雒建林

中国科学院物理研究所

非均匀费米超流体的 FFLO 态

Inhomogeneous Fermionic Superfluidity——FFLO State

某些材料在极低的温度下，其电阻会完全消失，电流可以在其间无损耗的流动，这种现象称为超导。超导现象于 1911 年发现，但直到 1957 年，巴丁、库珀和施里弗提出 BCS 理论，其微观机理才得到一个令人满意的解释。BCS 理论把超导现象看做一种宏观量子效应。它提出，金属中自旋和动量相反的电子可以配对形成所谓“库珀对”，库珀对在晶格当中可以无损耗的运动，形成超导电流。BCS 理论所研究的体系包含相同的自旋向上和自旋向下数目。

20 世纪 60 年代，Fulde 和 Ferrell 及 Larkin 和 Ovchinnikov(FFLO) [1] 就预言有铁磁超导共存态(FFLO 态)存在，即体系包含不相同的自旋向上/向下数目。FFLO 态中由于铁磁序的存在使得库珀对具有有限的动量，从而使得超导序参量在实空间呈现出相应的周期性，平移不变性被破坏。长久以来，大量的试验工作用来寻找和证实这一新奇超导态的存在。FFLO 态的研究工作对于核物理和高能天体物理等领域都具有意义[2]。然而由于在超导体中 FFLO 态容易为杂质效应、自旋轨道耦合、磁场的轨道效应等压制，至今在超导体中尚未发现其存在的直接证据，仅在低温高磁场情形下的重费米子超导体，层状有机物超导体中发现了一些间接证据[3]。

近年来，由于在超冷费米气体研究领域的巨大进展，在该系统中研究库珀对和强关联引起很大兴趣。最近，人们在实验室里实现了不同自旋数目费米系统的超流，然而对于实验系统中是否存在 FFLO 态还存在争议[4]。另一方面，在超冷原子系统中采用驻波激光场所形成的光晶格提供了前所未有的实现模型哈密顿量参数调节的方法。这一灵活的控制工具提供了研究各种强关联系统的可能性[5]。理论研究表明，在光晶格中会比较容易的观测到 FFLO 态。关于如何在超冷原子光晶格系统中实现并观测到 FFLO 态还有许多争论，理论方法和试验测量还在发展中。

参 考 文 献

[1] Fulde P, Ferrell R A. Phys Rev, 1964, A 135: 550; Larkin A I, Ovchinnikov Yu N. Sov Phys JETP, 1965, 20: 762.
[2] Casalbuoni R, Nardulli G. Rev Mod Phys, 2004, 76: 263.
[3] Kakuyanagi K, et al. Phys Rev Lett, 2005, 94: 047602.
[4] Partridge G B, et al. Science, 2006, 311: 503; Zwierlein M W, et al. Science, 2006, 311: 492.

[5] Chin J K, et al. Nature, 2006, 443: 961.

撰稿人：陈　焱
复旦大学物理系

太阳能替代传统能源可行吗?

Can the Solar Energy Replace the Traditional Energy?

太阳是一个比地球大 1.3×10^6 倍的核聚变反应堆。虽然到达地球的能量仅为太阳总辐射能的22亿分之一,但是高达1 730 000亿千瓦的太阳能是我们取之不尽的能源。同时太阳能本身还是一种对环境没有任何污染的清洁能源。自从1861年法国的莫谢教授用一面镜子把太阳光聚集起来加热锅炉驱动蒸汽机以来,把太阳光转换成可利用的能源一直是科学家追求的梦想。

根据美国能源部和世界能源理事会预测,全球石化类能源的可开采年限分别为石油39年、天然气60年、煤211年。石油和天然气的稳定供应是保障经济发展和社会稳定的必要条件。美国为了保障它在中东的石油利益已经采取了一系列战略性措施。英国国防部为可预见的能源战争制定了作战方案。我国为寻找安全的石油供应通道而做着不懈努力。同时这些传统能源具有高污染的特性。据美国国家环保局(EPA)的统计，使用煤、石油、天然气等化石燃料的发电厂所排放的二氧化硫占美国总排放量的67%、氧化氮占排放量的23%、二氧化碳的排放量占人类产生的二氧化碳的40%。如果把太阳能转化成电来代替传统能源，我们就能解决对海外石油的依赖，同时能够改善我们的环境。

现在，直接利用太阳能的三个最重要的技术分别是太阳能加热器、聚光式太阳能热发电机和太阳能电池。直接收集太阳的热量，太阳能加热器可以用来做从加热游泳池到产生蒸汽发电等等很多事情。聚光式太阳能热发电机是使用许多大的聚光透镜把太阳光聚集在一起产生高温与热发电机相连来构成发电系统。太阳能加热器和聚光式太阳能热发电机已经在世界各地被广泛使用，它们对再生太阳能技术的发展起了很大的作用。但是，目前增长发展最快的太阳能技术是太阳能电池。一个吸收到半导体材料里的太阳光子如果具有足够高的能量能够把电子从半导体价带激发到导带产生电子-空穴对，在电子-空穴对发光复合前电子和空穴分别通过闭合导线传输形成电流，这就是太阳能电池的基本工作原理。

当前太阳能电池的安装和发电成本限制了它的推广使用。2007年国际上最高效率的商业化太阳电池能够把10%的太阳能转化成电，它的安装成本是4美元每瓦,每度电的成本是20~30美分。相对于传统发电厂5美分每度电的价格,太阳能电池还没法与它竞争[1]。寻找低成本和高转换率的材料来降低生产和发

电成本是推广太阳能电池从而替代传统能源的唯一途径。

体相半导体是传统太阳能电池的主要材料，由于体材料能级连续成带的特征，高能电子或空穴能够通过发射声子的方式快速衰减到带边态。太阳光子主要分布在 0.5~3.5eV 的能量范围内。所以，传统单能带太阳能电池不能通过吸收低于禁带宽度的光子激发电子-空穴对，而吸收高于能带的光子所产生的电子和空穴通过发射声子的形式把大于禁带宽度的能量通过发热损失掉。早在 1961 年 Shockley 和 Queisser[2] 已经计算得到传统太阳能电池转化效率的理论极限是 32%。目前，已经提出超过 Shockley-Queisser 32%理论极限的三个主要方法分别是级联多个 pn 结[3]、在半导体带隙间插入中间能带[4] 和在量子点中一个被吸收的高能光子产生多个电子-空穴对[3]。

级联多个 pn 结的方法主要是使不同能量的太阳光子能够被相应禁带宽度的半导体材料(或 pn 结)吸收，减少电子和空穴通过发射声子弛豫到带边损失掉的能量。如果有无限多个 pn 结堆在一起完美匹配太阳光子光谱，那么最终的转化效率将达到 66%。

如果我们能够用外延生长的方法长出大小均匀的垂直堆垛量子点层，那么垂直量子点间导带电子态的耦合相互作用将在包围量子点的势垒材料带隙间形成一个连续的能带。在这个量子点系统中，既可以像传统太阳能电池那样太阳光子能够把电子从价带激发到导带，太阳光子同时能够把电子从价带激发到中间能带，中间能带上的电子在吸收一个光子后又能激发到导带。在存在中间能带的系统中，低能的太阳光子也能够被吸收转化成电能。当从价带顶到导带底的禁带宽度达到 1.95eV，中间能带底到导带底的宽度为 0.71eV 时，这个系统的理想转化效率为 63%[4]，反之亦然。但是实际半导体垂直堆垛量子点层系统不可能达到如此高的转化效率。首先，激发到导带的电子会很快弛豫回中间能带；其次，系统中不可避免地存在量子点的价带，系统中的空穴会通过发射声子的方式很快弛豫到量子点的价带从而损失掉部分能量；最后，目前能够生长垂直堆垛量子点层的半导体材料非常有限，而要在有限的材料中找到量子点基态电子能级到导带势垒在 0.71eV 非常困难。目前广泛研究的 InAs/GaAsP 系统的量子点基态电子能级到导带势垒大概只有 0.1~0.2eV。

在胶体量子点中实现吸收一个光子产生多个电子-空穴对，即载流子繁殖(carrier multiplication)，非常有可能解决太阳能电池效率低的问题[2]，它是当前研究的一个热点。在半导体材料中主要存在三种载流子弛豫的过程，它们分别是碰撞离子化(impact ionization)过程、逆碰撞离子化的 Auger 复合过程和声子辅助的弛豫过程。碰撞离子化过程对应于量子点吸收一个高能太阳光子后，处

于高激发态的电子(空穴)弛豫到导带低(价带顶)的同时把多余的能量用于从价带激发另外一个电子到导带产生额外的电子-空穴对。逆碰撞离子化的 Auger 复合过程描写了两对电子-空穴中的一对能够进行非发光复合同时用它的能量去激发剩余电子或空穴到处于更高能量的态的过程。由于量子束缚效应，量子点的能级不再像体材料那样是连续的，而是分离的。量子点能级间的距离大于晶格声子能量时，高激发态的电子不可能通过发射声子而弛豫到带边。我们可以发现碰撞离子化过程的初态是单激子，末态是双激子，而 Auger 复合过程则相反。通过理论计算发现在 PbSe 量子点中碰撞离子化的速度要大于 Auger 复合的速度[5]，这是由于在光子能量大于一个阈值(大于 2 倍量子点禁带宽度)后双激子的态密度大于单激子的态密度。所以，要实现载流子繁殖必须满足三个基本的条件：① 吸收光子的能量必须大于 2 倍禁带宽度；② 能级间距大于声子能；③ 双激子的态密度大于单激子的态密度。如果要实现高效率的载流子繁殖，制备量子点的相应体材料还必须拥有带边态高简并度；或者峰间的间距比较小，在量自束缚作用下量子点的带边态变成来自 X 或 L 的高简并度态、导带和价带的有效质量比较大等特性。所以 PbSe, Ge, GaSb, InSb, HgS, HgTe, HgSe, PbS, PbTe 和 Sn 等二元半导体是实现高效率载流子繁殖的候选材料。

通过不同的方法提高太阳能电池的转化效率是切实可行的。太阳能电池在不远的将来能够完全替代传统有污染的能源。

参 考 文 献

[1] Zweibel K, Mason J, Fthenakis V. A solar grand plan. Scientific American, December 16, 2007.

[2] Shockley W, Queisser H J. Detailed balance limit of efficiency of p-n junction solar cells. J Appl Phys, 1961, 32: 510.

[3] Nozik A J. Quantum dot solar cells. Physica E, 2002, 14: 115.

[4] Luque A, Martí A. Increasing the efficiency of ideal solar cells by photon induced transitions at intermediate levels. Phys Rev Lett, 1997, 78: 5014.

[5] Franceschetti A, An J M, Zunger A. Impact ionization can explain carrier multiplication in PbSe quantum dots. Nano Lett, 2006, 6: 2191.

撰稿人：骆军委　李树深

中国科学院半导体研究所

手性起源与手性催化的本质

Origin of Chirality and Chiral Catalysis

自然界中的很多有机分子具有空间异构现象,其中一类互为实物和镜像关系而又不能重合的异构分子称为对映异构体，又称手性分子。

生命物质如蛋白质、核酸、多糖等都是具有手性的,并且其组成部分如氨基酸、核苷酸、及单糖等也是有手性的，它们在生命体内几乎都是以单一构型存在的。如蛋白质的组成部分氨基酸都是 L 构型的，构成纤维素/淀粉的糖都是 D 构型的。手性分子的对映异构体虽然结构相似，物理性质(如溶解度、熔点、沸点等)也基本相同，但由于生命物质大多都是手性的，所以对生命体而言，许多手性分子化合物的对映异构体具有截然不同的表现及药理活性[1, 2]。

通常，实验室合成化合物往往都是产生等量对映异构体的混合物。1968 年，威廉・诺尔康(William S Knowlcs)首次实现了通过一种过渡金属进行催化反应，使手性特征转化为非手性特征的产物，从而得到手性物质，并因此获得了 2001 年诺贝尔化学奖。随后的几十年，关于手性催化合成反应的研究得到了长足的发展。但是，关于手性催化反应的物理机制，分子间手性传递的理解，尤其是自然间单一手性的起源问题仍没有得到很好的解答。

20 世纪末，人们做了很多实验和理论研究试图探索物理手性场和不对称合成的关系，并试图由此找出生命体手性的起源。Laurence D. Barron 等于 1996 年在 *Chem. Rev.* 上发表的一篇文章详细介绍和讨论了包括磁场、电场、光子、引力、自旋等各种物理作用的手性，以及在这些物理因素作用下的各种手性合成试验。但是并没有确切实验证据和理论能够解释自然界生命体手性单一构型的起源和物理作用和分子间手性传递的过程[3]。

Rikken 等发现均匀磁场和光的平行和反平行排列会导致 Cr(III)tris-oxalato complex 外消旋混合物产生很小的对映体过量值，在 10T 磁场下仅产生 10^{-4} 量级的对映体过量值[4]。随后，Rikken 等从外消旋反应物在平行的磁场和非偏振光照射下的动态平衡方程出发，通过迭代求解的方法，计算出了对映体过量值的一级和二级近似解，发现与实验结果能够比较好的吻合[5]。该实验结果发表在 2000 年的自然杂志上。

近些年来通过扫描隧道显微镜来研究手性分子在表面的吸附、反应等相互作用成为一个新的研究手段。人们发现利用手性金属表面可以有效地催化合成手性分子，并且能够得到很高的对映体过量值。尽管过去几年关于手性金属表面催化的研

究取得了显著的发展,但是基底与金属表面的手性修饰的相互作用的许多细节仍然是未知的[6]。

由于自然界生命物质手性构型的单一性,对映异构体对生命体及手性分子截然不同的表现和药理活性, 使得手性起源和手性催化、分子间手性传递的基本物理本质的理解和描述成为一个非常重要的物理难题,这个问题的解决将对手性药物的设计研发及制备和分子物理化学等相关领域产生极其重要的影响。

参 考 文 献

[1] 尤田耙, 林国强. 不对称合成. 北京: 科学出版社, 2006.

[2] 林国强, 陈耀全, 李月明, 陈新滋. 手性合成——不对称反应及其应用. 第三版. 北京: 科学出版社, 2007.

[3] Barron L D, Martín Avalos, Reyes Babiano, Pedro Cintas, JoséL Jiménez, Juan C. Palacios. Chem Rev, 1998, 98: 2391-2404.

[4] Rikken G L J A, Raupach E. Enantioselective magnetochiral photochemistry. Nature, 2000, 405: 932.

[5] Rikken G L J A, Raupach E, Train C, Malezieux B. Chemical Physics, 2000, 261: 373-380.

[6] Mallat T, Orglmeister E, Baiker A. Chem Rev, 2007, 107: 4863-4890.

撰稿人：薛其坤　张　翼　王以林

清华大学物理系

时间反演对称性的实验检测——寻找原子固有的电偶极矩

Experimental Tests of Time-Reversal Symmetry: Search for a Permanent Electric Dipole Moment in Atoms

50 年前，李政道和杨振宁提出宇称不守恒(P 不对称)的猜想，从此人们对物理定律的基本对称性有了崭新的认识。基本对称性包括电荷对称(C 对称)、空间反演对称(又称宇称, P 对称)、时间反演对称（T 对称），以及它们的各种组合(CP, CPT)。吴健雄等的实验首先证明在弱相互作用中宇称在最大程度上不守恒。在随后的一系列高能物理实验进一步发现在 K 介子和 B 介子的作用中 CP 不对称。因为在理论上 CPT 是一个更加基本的对称性，并被迄今为止所有的实验所证实，所以在此前提下 CP 不对称与 T 不对称是等价的。反过来说，假设 CP 是完全对称的，那么宇宙大爆炸在理论上就会产生数量完全相等的物质与反物质，随后完全互相湮没。CP 不对称直接影响到时间的性质并解释物质世界的存在，它是物理学中最基础的问题之一，因此备受理论与实验物理学界的关注。

原子固有的电偶极矩是 T 不对称的一个表现(见图)[1]，它可能来自电子、夸克，或者夸克相互作用中的各类 CP 不对称效应。根据基本粒子的标准模型，原子电偶极矩极小，以当今的技术水平是无法观测到的。但是，在标准模型上扩展的一些模型，包括超对称模型，多个希格斯模型及左右对称模型等，普遍预测在下一代的实验中可能观察到比标准模型值大的多的原子电偶极矩。寻找原子电偶极矩是一个很有希望的并且很有意义的研究方向，对它的测量和理解可以加深对 CP 不对称的认识，并可以由此寻找未知的物理定律。

电偶极矩实验中具体测量的是原子的角动量(自旋)在磁场和电场中的进动频率，电偶极矩会使得进动频率因为电场反转而发生微小的变化。在实验中，为极化原子自旋并观测其进动频率使用的是激光光抽运技术。高精度的测量要求电场大，磁场稳定，连续进动时间长，原子数目多。下面我们讨论两个有代表性的实验：

铊原子实验[2]：铊原子基态($^2P_{1/2}$)的角动量 J = 1/2，有一个未成对电子。由于相对论效应，铊原子电偶极矩比电子电偶极矩大 600 倍。这个放大系数大致与原子数的立方成正比，所以一般来说原子越重越好。极化自旋和观测进动是在原子束装置中完成的，连续进动时间就是飞行时间，因此比较短，大约几个毫秒。实验结论

是铊原子电偶极矩小于 1×10^{-24} e·cm; 电子电偶极矩小于 1.6×10^{-27} e·cm(单位：电子电荷乘以厘米)。新一代的实验准备利用激光冷却技术，因为冷原子在激光阱中的连续进动时间可以长达几十秒，从而可以显著的提高进动频率的测量精度。

汞原子实验[3]：汞原子基态($^1S_0$)的角动量 $J = 0$ ，没有未成对电子，不能用来找电子电偶极矩。但是，因为没有磁偶极矩，它受磁场噪声影响小，是寻找原子核电偶极矩的理想系统。原子核电偶极矩受到周围电子壳层的屏蔽，只有极小部分表现成可以测量的原子电偶极矩。未屏蔽掉的核电偶极矩在理论上用席夫极矩来描述。在选择原子时也是越重越好。另外，核自旋 $I = 1/2$ (如汞 199)可以增长连续进动时间并且减少系统误差源。实验测量是在厘米大小的汞 199 蒸气玻璃管中完成的。实验结论是汞 199 原子电偶极矩小于 3×10^{-29} e·cm。近期有理论提出镭 225 是寻找席夫极矩更理想的系统，预测它的原子电偶极矩比汞 199 大 2~3 个数量级。新一代的实验正在探索测量镭 225 电偶极矩的方法。

虽然目前为止这些实验还没有观察到原子电偶极矩,但是通过测量所给出的上限已经给新的理论发展起到了引导作用。例如，一些超对称模型中所用的参数的取值范围就已受到了电偶极矩上限的压缩与限制。

极化分子很可能是寻找电偶极矩的一个新的突破口。在高真空中，电场最高只能加到大约 10^5 V/cm，但在极化分子中电场却可以高达 10^{10} V/cm， 由此可以将测量分子中电子或者原子核的电偶极矩的灵敏度增加 5 个数量级！新一代实验正在探索利用新的技术控制分子的方法，包括分子冷却、分子囚禁、分子光谱等。

基础研究与应用技术往往相辅相成，电偶极矩这个课题也不例外。所有这些实验对磁场控制要求都极其高，磁场相对稳定度需要达到 10^{-9}，磁场变化需要小到皮高斯。在这些实验中发展了一些高精度的磁场测量与控制方法，可以应用到生物磁场研究、医疗监控及国防技术中。

作者感谢姜承烈、蒋蔚、丁昀对本文的建议与帮助。本工作得到 U.S. Department of Energy, Office of Nuclear Physics 的支持(under Contract No. DE- AC02- 06CH11357).

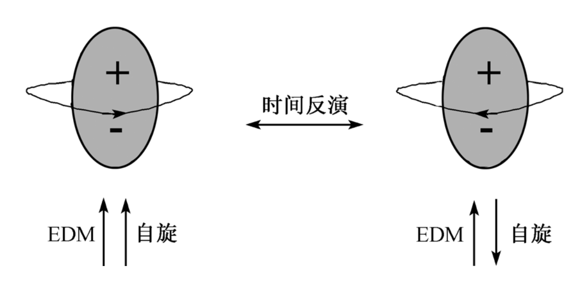


图 1　在时间反演下，自旋方向反转，电偶极矩方向不变。如果原子同时有自旋和电偶极矩，那么时间反演就会改变原子的一些固有性质，这样，时间反演对称性就被破坏了。

参 考 文 献

[1] Norval Fortson, Patrick Sandars, Steve Barr. Physics Today, 2003, 33.
[2] Regan B C, Commins E D, Schmidt C J and DeMille D. Phys Rev Lett,. 2002, 88: 071805.
[3] Griffith W C, Swallows M D, Loftus T H, Romalis M V, Heckel B R, and Fortson E N. Phys Rev Lett, 2009, 102: 101601.

撰稿人：卢征天
Physics Division, Argonne National Laboratory
The Department of Physics and Enrico Fermi Institute,
The University of Chicago

三维多体模型的精确解

Exact Solution of 3 Dimensional Many-Body Model

统计力学能否解释相变？这是统计物理的基本问题之一，1944 年 L. Onsager 求得了二维 Ising 模型的精确解[1]，第一次用统计力学严格证明了相变的存在。这在统计物理上是一个里程碑式的成就。从此以后，多体模型的精确解成了理论物理的一个重要发展方向。可解模型一个接着一个提了出来，有力地推动了统计物理和场论的发展。1952 年，杨振宁严格地求得了 Ising 模型的序参量，得到了临界指数 $\beta=\frac{1}{8}$[2]，这使人们认识到相变的平均场理论的局限性。同时，Ising 模型被推广为 Potts 模型[3]。

1967 年 Lieb 严格地得到了冰模型(ice model)的剩余熵[4]。这是一种六顶点的模型。这一工作开始了 Vertex model (顶点模型)的研究。20 世纪 70 年代物理学的突破来自于相变和临界现象。相变模型的精确解与重正化群理论相辅相成地成就了这一突破。R. J. Baxter 求得了八顶点模型(eight-vertex model)的精确解[5]，第一次揭示出相变的临界指数不一定是常数，但是各个临界指数之间存在确定的关系，这证实了重正化群理论所要求的标度定律。至今，八顶点模型仍是可解模型的顶峰。

在取得这些理论成果的同时，人们注意到，所有可解模型都是一维或是二维的，还没有一个是三维的[6]。于是，大家致力于三维模型精确解的研究。多少物理学家和数学家正在这一领域进行着极其艰苦的工作。从 20 世纪初就已开始的可解模型研究，已进行了近一个世纪，仍未完成从二维到三维的飞跃。现实空间是“三维”的，二维模型只是提供了有关物理概念的线索，三维模型的精确解定将呈现出新的物理概念。

参 考 文 献

[1] Onsager L. Phys Rev, 1944, 65: 117.
[2] Yang C N. Phys Rev, 1952, 85: 808.
[3] Potts R B. Proc Camb Phil Soc, 1952, 48: 106.
[4] Lieb E H. Phys Rev Lett, 1967, 18: 692.
[5] Baxter R J. Phys Rev Lett, 1971, 26: 832.
[6] Wu F Y. Exactly Solved Models: A Journey in Statistical Mechanics. Singapore: World Scientific, 2009.

撰稿人：孙　鑫

复旦大学物理系

如何刻画量子相变和拓扑有序？

How to Characterize Quantum Phase Transitions and Topological Ordered States?

在绝对零温度下，改变多粒子系统的某一参数，如粒子间的耦合强度、压力或外加磁场强度，可以将系统从一种无序的状态连续变化到一种有序的状态。由于在临界点附近热力学涨落和量子涨落同等重要，这类相变与仅由温度所引起的热力学相变完全不同，被称为量子相变[1]，相变的临界点在绝对零度。量子涨落是导致量子相变的根本原因，其来源是量子系统中物理量的非对易性。一个典型的例子是，零温下受横向磁场作用的一维伊辛(Ising)模型，随着磁场的变化该模型出现铁磁到顺磁的相变。这类相变，尽管是发生在绝对零度，但依然可以纳入朗道对称破缺的二级相变理论框架之中。该理论的基本要素是在相变的过程中，系统的对称性发生了自发破缺，所对应的状态可以用一个局域的序参量来刻画，并且存在由对称性自发破缺所导致的 Nambu-Goldstone 无质量的玻色激发。

目前有大量的实验和理论研究是关于量子相变的，包括强关联的金属、阻挫的量子磁性系统和高温超导系统。在量子相变的临界点附近，人们发现由于强烈的量子涨落存在导致出许多全新的物质形态——量子临界物态出现[2]。现有的实验结果已经清楚地表明:零温度下的量子临界点是物质基态相图中的一个奇异点，在有限温度下控制着大片相空间。在该区域系统表现出一系列完全不同于普通金属的普适热力学和动力学输运性质。对于这一新物态的理解，将会丰富人们对自然界的各种物质形态的认识，发展出新的量子多体理论。量子临界现象或许能为人们解释在低温下许多奇异金属态的行为提供一种崭新的微观机理，因此，国际上已将这方面的理论和实验研究列为未来凝聚态物理学研究的核心问题。

然而，零温下，一个量子系统还可能存在另外一种量子相变。在这种量子相变过程中，不存在朗道类型的对称自发破缺，系统在相变点两边均处于无序相之中，也不存在描述和区分这两个相的局域序参量。这类相变我们称之为拓扑量子相变。之所以是拓扑性的，是因为这类相变的行为，是由系统基态波函数的整体性质决定的，不存在定域的序参量，但可能存在非定域的序参量。在分数量子霍尔效应中，电导量子平台之间的相变就是一个典型的拓扑量子相变[3]。在这个相变过程中，不同分数量子霍尔态之间对称性并没有发生变化,但它们的内部结构通常也称之为拓扑序发生了变化，例如，基态简并度或有限系统边缘激发态的物理性质[3]。但要强

调的是，拓扑量子相变与拓扑序并不完全是一个概念。后者只是刻画前者的一种方式，不能完整描述拓扑量子相变的动力学行为。如何刻画拓扑有序？通常一种方式是用整数型的拓扑指数来表征它们。但这种表征方式无法反映相变的动力学行为，也无法反映不同拓扑有序相之间的关联。要克服这种困难，需要找到一种新的表征拓扑量子相变的方式。在朗道的连续相变理论中，序参量对表征不同相的性质及其相变过程起到了根本作用。

实际上，拓扑有序的刻画问题不仅仅是一个重要的理论问题，同时也与目前非常活跃的量子计算的研究密切相关。量子计算是利用量子态的可叠加性来解决经典计算机无法企及的大量计算问题，有非常诱人的前景。但量子计算到目前为止还很难实现，其中一个最大的障碍是量子态退相干性。为了克服这种障碍，1997 年 Kitaev[4]指出可以利用量子系统的整体拓扑性质不受局域扰动影响的特点，用具有非阿贝尔(Non-Abelian)统计性质的准粒子激发(简称为非阿贝尔任意子)来模拟一个基本的量子比特，对其进行量子操作，以实现容错量子计算。要实现拓扑量子计算，首先是要从实验上获得非阿贝尔任意子。目前已知的可能具有非阿贝尔任意子的物理系统包括填充因子为 5/2 或 12/5 的分数量子霍尔态和自旋极化的 $p_x+\mathrm{i}p_y$ 超导涡旋态[5]。

参 考 文 献

[1] Sachdev S. Quantum phase transitions. Cambridge: Cambridge University Press, 1999.
[2] Coleman P, Schofield A J. Nature, 2005, 433: 226.
[3] 文小刚. 量子多体理论. 北京: 高等教育出版社, 2004.
[4] Kitaev A. Ann Phys (N. Y.), 2003, 303: 2；2006, 321: 2.
[5] Moore G, Read N. Nucl Phys B, 1991, 360: 362.

撰稿人：张广铭
清华大学物理系

如何刻画量子混沌？

How to Characterize Quantum Chaos?

在经典系统中，系统在外界微扰下稳定性可以由李雅普诺夫指数来刻画。但是在量子系统中，由于时间演化的幺正性，我们找不出一个相应的量来研究系统敏感性问题。基于这个问题，Peres 提出量子信用度的概念[1]，并用它来研究经典量子对应。在有经典对应的某些量子系统，经典的李雅普诺夫指数控制着量子信用度的动力学行为。量子信用度正在被人们接受为量子系统在外界微扰下稳定性(或敏感性)的量度。最近的研究有很多，2006 年的 *Physics Reports* 上的文章[2]给出了很好的评论。

后来人们将信用度的概念应用到量子混沌的研究中[3]，最近又应用到了量子相变的研究中[4~7]。人们发现，利用它可以很好地来描述一大类量子混沌和量子相变现象(零温时外界参数所驱动的相变由量子涨落决定，零温时热涨落为零)。但是有好多问题没有研究和解决，例如，在量子相变系统基态有简并的情况如何利用信用度来研究；量子混沌系统初态是混态或宏观可分辨叠加态情况如何；能不能用信用度来刻画拓朴量子相变等。

量子信用度有很多种，这里简介一下量子信用度。按照是否依赖于时间分为两种。时间依赖的信用度一般又叫做劳施密特回波(Loshmidt echo)，它是同一个初态在两个相差很小的哈密顿量演化下得到两个态的交叠积分绝对值的平方。一种信用度叫做最大单态率(maximal singlet fraction)，是量子信息论中的重要概念，它定义为量子态和最大纠缠态的最大交叠积分。在纠缠过滤过程中，利用它可以给出纠缠过滤的一个上限；在远距传态过程中，它可以用来量化研究所传量子态的质量。另一个涉及的是约化信用度(reduced fidelity)，它用来量度原来约化密度矩阵和受微扰后的约化密度矩阵之间的距离。对于信用度的测量问题，最近在实验上有一定进展。Gardiner、Cirac 和 Zoller 提出一种用量子光学方法来测量信用度的方案[7]。它也可以由 NMR 实验测量。

研究量子信用度具有重要的理论和实际意义。深入研究信用度的普适性问题，有助于解决量子混沌和量子相变的刻画问题。量子信用度在不同的物理学领域已经有很多广泛的引用，例如，在量子信息论中，玻色–爱因斯坦凝聚，介观约瑟夫森结，以及量子点中等。它在某些研究分支已经成为了不可缺少的概念。总之，虽然信用度是一个很好的量，可以用它来研究量子混沌，但量子混沌的刻画问题仍没有

解决。

参 考 文 献

[1] PERES A. Stability of quantum motion in chaotic and regular systems. Physical Review A, 1984, 30(4): 1610-1615.

[2] Gorin T, Prosen T, Seligman TH, et al. Dynamics of Loschmidt echoes and fidelity decay Physics Reports, 2006, 435: 33-156.

[3] Emerson J, Weinstein Y S, et al. Fidelity decay as an efficient indicator of quantum chaos. Physical Review Letters, 2002, 89(28): 284.

[4] Zanardi P, Giorda P, et al. Information-theoretic differential geometry of quantum phase transitions. Physical Review Letters, 2007, 99: 100603.

[5] Zanardi P, Venuti L C, Giorda P. Bures metric over thermal state manifolds and quantum criticality. Physical Review A, 2007, 76: 062318.

[6] Zanardi P, Quan H T, Wang X G, Sun C P. Mixed-state fidelity and quantum criticality at finite temperature. Physical Review A, 2007, 75(3): 032109.

[7] T Gardiner, S A, Cirac J I, Zoller P. Quantum chaos in an ion trap: The delta-kicked harmonic oscillator Physical Review Letters, 1997, 79(24): 4790-4793.

撰稿人：王晓光

浙江大学理学院物理系

溶液中蛋白质分子的电子结构的第一性原理、全电子、从头计算

The First-Principles, All-Electron, *ab initio* Calculation of the Electronic Structure of Protein in Solution

溶液中蛋白质分子的电子结构知识将使我们能从原子、电子层面上理解蛋白质分子性质功能及其生物过程。它要求对溶液中具有天然结构的蛋白质分子的电子结构进行第一性原理、全电子、从头计算，对溶液中蛋白质分子的折叠过程、蛋白质分子参与生命活动的过程作基于量子力学电子结构的第一性原理、从头模拟计算。

基因是生物体遗传信息的载体,而以氨基酸为基本单位的蛋白质是生命活动的执行体。分子层面上，生命科学在疾病的起因和防治、动植物品种的转基因改良、生物体遗传密码的破解等方面取得了极其辉煌的成就。但在破解生命奥秘的漫长征途上，我们还面临一系列基本问题的挑战：基因通过表达被翻译为一定的多肽序列后，溶液中的多肽链在一定条件下，怎样在物理化学规律的支配下在生物学所要求的时间内折叠成足够稳定的、具有生物活性的特定天然结构，形成蛋白质分子？溶液中的蛋白质分子为何具有某种性质功能？如何在一定条件下,在物理化学规律的支配下完成其特定生物功能[1]？

根据量子力学，一个系统的电子结构(electronic structure)是我们从本质上理解其性质功能的基础。“计算凝聚态物理”中，几乎所有晶体的电子结构和许多材料的掺杂态、表面态电子结构都已被算出,这给电子光学器件的研发提供了极大支持。“量子化学”中，计算机能力范围内的绝大多数分子的电子结构也已被算出，使我们能更高效地开发利用化学反应。可以预计，溶液中蛋白质分子的电子结构知识将使我们能从原子、电子层面上理解蛋白质分子的“氨基酸序列—空间结构—生物功能”联系，理解各种复杂的生命活动过程。它也将在疾病防治和新药研发方面有重要的应用价值。

生物过程涉及的能量变化和电荷转移非常小。要想得到有意义的、可信的计算结果，溶液中蛋白质分子的电子结构计算必须是第一性原理、全电子、从头计算，无可调参数，且所用基函数组接近充分。这样的计算极其困难，原因如下：① 计算量太大。一个蛋白质分子含 10^2~10^5 个原子(电子数更多)，传统的自由团簇计算法

的计算量与系统总电子数的**三次方**成正比，因此计算量远远超出任何现有、及可预见将来的超级计算机的能力。② 水溶液对蛋白质电子结构的影响未知，且难以放入计算中。

对第一个困难，十几年来，在计算凝聚态物理领域和量子化学领域中相继提出了一些新算法，其计算量与系统总电子数呈线性关系[2,3]。其中的“团簇埋入自洽计算法”(SCCE)已被用来算出了四个孤立的蛋白质分子的电子结构[4]。

对于第二个困难，由于计算量的限制，不可能直接把大量水分子添放到蛋白质分子电子结构的计算中，目前也没有适用于新计算法的等效势。因此必须构造一个简单易用、几乎不增加计算量、适用于新计算法的水溶液对蛋白质分子电子结构的等效势。构造水溶液对 20 种氨基酸的电子结构的等效势的工作已开始[5]。

在上述两个困难解决后，利用蛋白质数据库(PDB, protein data bank)，对溶液中具有天然结构蛋白质分子的电子结构的第一性原理、全电子、从头计算将成为可能。但遗憾的是，由于计算量仍然太大，对涉及溶液中蛋白质分子空间结构改变的生物学过程的第一性原理、从头模拟计算仍将十分困难。

参 考 文 献

[1] 王大成. 蛋白质工程. 北京: 化学工业出版社，2002.
[2] Kohn W. Phys Rev Lett, 1996, 76: 3168.
[3] Wesolowski T A. One-electron equations for embedded electron density: challenge for theory and practical payoffs in multi-level modeling of soft condensed matter//Computational Chemistry: Reviews of Current Trends, vol. X, J. Leszczynski, ed. Singapore: World Scientific, 2006: 1-82.
[4] Zheng Haoping. Phys Rev E, 2003, 68: 051908.
[5] Zhang T, Zheng H, Yan S. J Comput Chem, 2007, 28: 1848.

撰稿人：郑浩平
同济大学物理系

热电材料机理和实用化问题

Mechanism and Issue on Application in Thermoelectric Materials

热电材料是一种将热能和电能进行转换的功能材料。从发现热电现象至今已有 100 多年，而真正将这一现象发展为有使用意义的能量转换技术与装置则是在 20 世纪 50 年代。随着航天技术、微电子技术、超导技术的发展以及能源与环境危机的加剧，适应 21 世纪绿色环保主题的具有体积小、重量轻、无传动部件、无噪声运行、精确可靠等优点的热电材料引起了材料研究学者的广泛重视。

然而，由于热电材料的热电转换效率太低使其目前不能大规模应用。热电材料的热电转换效率可用量纲为一的热电优值——ZT 值来表征，这里的 T 为绝对温度，$Z = S^2\sigma/\kappa$，式中的 S 为材料的热电势，即材料的 Seebeck 系数，σ 为材料的电导率，$S^2\sigma$ 又称为材料的功率因子，它决定了材料的电学性能。由 Z 的表达式可以看出，要提高材料的热电转换效率,应选用同时具有较大功率因子和尽可能低热导率的热电材料，即寻求所谓的“电子晶体声子玻璃”(导电性能方面像典型的晶体，有较高的电导率；热传导性能方面如同玻璃，有很小的热导率) 输运特性的热电材料。但事实上由于决定 Z 值的 3 个因子是相互关联的参数，都是载流子浓度的函数[1]，不可能同时使它们得到优化，这是目前热电材料性能不高的主要原因。

目前研究得比较深入，而且已经获得商业化应用的热电材料主要是半导体材料，如适合室温以下使用的 BiSb 合金、室温附近使用的 Bi_2Te_3 基合金、中温区(400~700K)使用的 PbTe 合金，以及用于高温发电的 SiGe 合金(800~1000K)等。然而，从 20 世纪 60 年代被发现直到现在，这些材料的最大量纲为一的优值只有 1 左右，对应的热电转换效率也小于 10% ，远小于传统的发电、制冷方式[2]。而且，这些合金型材料制备条件要求较高，需在一定的气体保护下进行，不适于在高温下工作以及含有对人体有害的重金属等缺点，使得使用时受限制较大。其实实现温差发电和通电制冷实用化的目标都需要 ZT 值达到 2~3。寻找非半导体的具有高 ZT 值的稳定、易合成材料，是成为热电科学的一大热点课题。

在半导体材料中提高 ZT 值是比较困难的。高的 ZT 值，同时要求大的热电势和小的电阻率。通常地，材料的热电性能也与费米能级密切相关，而费米能级的高低主要由载流子浓度决定。虽然半导体中热电势随载流子浓度减小是对数增加的，但电阻率也同时增大了，使功率因子 $S^2\sigma$ 可调范围受到限制。经过研究发现，最佳的载流子浓度是 10^{18}~$10^{19}cm^{-3}$[3]。目前提高半导体热电材料的 ZT 值的有效方法主

要集中在在保证功率因子 $S_2\sigma$ 的前提下降低材料热导率，主要途径有：① 制备晶体结构中存在较大孔隙的热电材料，并在其孔隙中填入某些尺寸合适质量较大的原子。这样可以大大提高材料散射声子的能力，使热导率降低。② 高效热电材料应具有高对称性的复杂晶体结构，而且单胞中往往含有较大的原子数，这样的结构散射声子的能力较强，且具有较大的简并度 Nv；③ 利用晶界对声子的散射作用，制备亚微米及纳米晶粒尺寸的热电材料[2]。

寻找取代半导体的热电材料是另一个重要的提高 ZT 值的途径。半导体热电效应起源于电荷，在半导体中改善热电特性只要考虑电荷就可以了。但是自旋和轨道也是固体中电子固有的自由度，考虑它们将必然成为寻找新的热电材料的有效途径。自旋和轨道对物性影响在强关联电子体系中最为显著，强关联电子体系表现许多丰富的物理现象(如巨磁阻、超导等)，因此理所当然应该成为一个重要的探索热电材料的方向。1997 年 Terasaki 等[4]发现 $NaCoO_2$ 材料在室温下具有高达 100μV/K 的热电势，但电阻率却是金属性的行为，只有 200μΩ cm，从而使得 $NaCoO_2$ 的 ZT 值接近 1。而其载流子浓度在 $10^{22}cm^{-3}$ 量级，这是典型的金属的载流子浓度，显然不同于半导体热电材料。Na_xCoO_2 体系还表现出 100K 以下迄今最好的热电特性[5]。Na_xCoO_2 这种三角格子层状钴氧化物表现出金属的电阻率却具有大的热电势，这一行为似乎打破了“热电势与电阻率并不是相互独立的”这一框架，使得人们看到了不是通过降低热导率而是提高 $S^2\sigma$ 来寻找热电材料的期望。但是，对于这种材料大热电势的起源到目前仍然没有共同认可的解释，这对寻找同类的新材料是不利的。相对于半导体中热电机制纯粹与电荷特性有关来说，对过渡金属氧化物的良好热电性质人们更倾向于从自旋和轨道自由度来解释。Wang 等通过磁场对 $Na_{0.7}CoO_2$ 单晶热电势的压制效应指出，其大热电势来源于自旋熵[6]。而 Koshibae 等[7]从强关联体系中的自旋和轨道简并出发通过 Heikes 公式 ($S = (-k_B/e)\ln(g_e/g_h)$, g_e 和 g_h 分别为带电子和带空穴离子的自旋/轨道道简并度)计算得出几种可能的非 Co 基过渡金属氧化物大热电势材料，如 Ti 基、V 基、Cr 基、Mn 基、Rh 基。Ti 基 ($Sr_{1-x}La_xTiO_3$，n 型) [8]和 Rh 基氧化物($Na_xRh_2O_4$, p 型)[9]中发现确实具有大热电势和良好的热电特性，这与 Koshibae 等的计算结果是一致的。这说明电子强关联的过渡金属氧化物中良好的热电特性确实与自旋和轨道自由度密切相关，因此我们有理由相信，从自旋和轨道自由度的角度出发探索过渡金属氧化物良好热电特性之谜和寻找新的热电材料是具有重要意义。

在提高半导体 ZT 值的尝试中，也可以利用二维多层膜的量子阱效应和界面效应降低样品的热导率。由于载流子被限制在很窄的空间时导带边附近的态密度会增加，低维化的结果还能使热电势的绝对值得到明显增加。这一点本来是 1993 年 Hicks 和 Dresselhaus[14]在 Bi_2Ti_3 半导体材料中提来出的，但是最近 Ohta 等[15]在 $SrTiO_3$ 多层膜薄膜形成的二维电子气中也观察到比块体大得多的巨(giant)热电势，

说明过渡金属氧化物导体同样可以通过低维化而增加热电势，从而大幅度提高其 ZT 值。

总之，一些过渡金属中表现出来的作为热电材料的强大潜力使得我们必须认真地考虑其机理，从而找到可以实用的热电材料。而其背后丰富的物理同样吸引我们严重的关注。

参 考 文 献

[1] Ioffe A F. Semiconductor Thermoelements and Thermoelectric Cooling. London: Infosearch, 1959.
[2] 李红星等．材料导报．2002, 16(6).
[3] Tritt T M, et al. Mater Res Soc Bull, 2006, 31: 188-198.
[4] Terasaki I, Sasago Y, Uchinokura K. Phys Rev B, 1997, 56: R12685.
[5] Lee M, et al. Nature Materials, 2006, 5: 537.
[6] Wang Y Y, Nogado N S, Cava R J, Ong N P. Nature, 2003, 423: 425.
[7] Koshibae W, et al. Phys Rev B, 2000, 62: 6869; Phys Rev Lett, 2001, 87: 236603.
[8] Okuda T, Nakanishi K, Miyasaka S, Tokura Y. Phys Rev B, 2001, 63: 113104.
[9] Okamoto Y, Nohara M, Sakai F, Takagi H. J Phys Soc Jpn, 2006 75: 023704.
[10] Takada K, et al. Nature, 2003, 422 : 53.
[11] Foo M L, et al. Phys Rev Lett, 2004, 92: 247001.
[12] Anderson P W. Science, 1987, 235: 196.
[13] Baskaran G. Phys Rev Lett, 2003, 91: 097003.
[14] Hicks L D, Dresselhaus M J. Phys Rev B, 1993, 47: 16631.
[15] Ohta, et al. Nature Materials, 2007, 6: 129.

撰稿人：陈仙辉
中国科学技术大学物理系

缺陷支配氮化铟的基本性质吗？

Are the Fundamental Properties of InN Dominated by Defects?

InN 作为 III 族氮化物半导体家族的核心成员之一，被公认为是富含缺陷(高达 $10^{20}/cm^3$)的具有挑战性和多样性的现代半导体材料。近年来，由于它在光电子和微电子器件上的重要应用和材料本身蕴涵的丰富的新物理，引起国际学术界高度关注，是当前半导体物理研究的一个热点。

自从第一个 InN 样品被合成至今，已有 70 年的历史，然而，人们至今对 InN 基本性质的了解还非常有限[1, 2]。其困难在于 InN 体材料难以制备，而薄膜的生长又缺乏晶格常数和热膨胀系数都匹配的衬底材料，分解温度低，在样品表面或体内容易形成金属 In 的团簇，样品内有高浓度的本征缺陷、杂质以及由它们形成的各种复杂缺陷，位错密度高达 $10^{10}cm^{-2}$。正是由于 InN 富含的高浓度缺陷和杂质，使得它的性质表现出令人难以理解的多样性。众所周知，InN 是半导体，然而在某些情况下，它也具有金属性，甚至可以是超导体和巨磁阻材料。当前，与 InN 材料的高密度缺陷和杂质密切相关的主要物理问题集中体现在：

(1) 实验室生长的未掺杂 InN 薄膜都具有高的电子浓度(10^{17}~10^{21} cm^{-3})，略低于金属的电子浓度(10^{21}~10^{23} cm^{-3})，呈现 n 型电导。人们自然会问这些高浓度电子是从哪里来的？是什么施主缺陷提供了这些电子？关于该问题，理论预言与实验测量矛盾、不同的实验给出不同的甚至相互冲突的结果，引起学术界目前的广泛争议。

(2) 先前，普遍接受的 InN 带隙是 1.89 eV，然而，自 2002 年以来，人们发现 InN 带隙是不确定的，介于：0.6~2.3 eV 之间[1, 2]。InN 为什么具有如此宽的带隙变化范围？InN 富含的高浓度缺陷对它的电子结构有何影响？是缺陷引起 InN 带隙的大变化范围吗？目前，InN 带隙变化的真正物理原因仍然是不清楚的，引起强烈争议。

(3) 众所周知，在 GaN 层加入少量的 In 原子，可以极大地提高发光效率，其物理原因可能是由于富 In 类量子点(团簇)、In-N-In 原子链或量子阱厚度涨落等引起激子的局域化。关于该问题，目前仍然是在强烈争论当中[3,4]。

(4) 实验表明，在 3K 以下，某些 InN 样品是 II 型超导体，表现出零电阻的超导电性[5, 6]。高度无序的 InN 样品可以实现超导体到绝缘体的转变。最近，Inushima[7]

提出了一个 $2u$(3/8, 5/8)参数模型，认为 InN 的超导电性起因于 ab 平面内有限长度的 In-In 链。然而，按照 Inushima 的计算，在 3K 以下，键长为 u=5/8 的结构几乎不可能形成。因此，Inushima 的 $2u$ 参数模型是不能令人信服的。

(5) 最近，Liang 等[8]发现，在磁场 B~0.15T 和低温 T<4K 下，InN 有巨大的正磁阻效应(高达 10^6%)。与传统的巨磁阻材料不同，它的机理是不清楚的。

(6) 一些 InN 样品表现出金属性电导[9]，其机理目前也是不清楚的。

实验和理论都表明：缺陷支配 InN 的基本物理性质，是解决 InN 所有问题的关键。上面列举的几个问题都是具有一定难度的挑战性问题，是凝聚态物理目前面临的重要问题，是 InN 研究的基本问题，将是半导体物理将来的一个主要研究课题。

参 考 文 献

[1] Bhuiyan A G, Hashimoto A, Yamamoto A. J Appl Phys, 2003, 94: 2779.

[2] Butcher K S A, Tansley T L. Superlatt. Microstruct, 2005, 38: 1.

[3] Humphreys C J. Phil Magazine, 2007, 87: 1971.

[4] Chichibu S F, et al. Nature Mater, 2006, 5: 810.

[5] Miura N, et al. Jpn J Appl Phys : Partz, 1997, 36(3A): L256.

[6] Inushima T, et al. J Cryst Growth, 2001, 227-228: 481; Phys Stat Sol (a), 2006, 203: 80.

[7] Inushima T. Phys Stat Sol (c), 2007, 4: 660.

[8] Liang C T, et al. Appl Phys Lett, 2007, 90: 172101.

[9] Shubina T V, et al. Phys Stat Sol (a), 2006, 203: 13.

撰稿人：史俊杰

北京大学物理学院

轻元素材料的优异性质及其潜在的光电子学应用

Potential Optoelectronic Materials Made of Light-Element Compounds

在过去 20 多年里，科学家们对轻元素 B、C、N 及其化合物材料的探索倾注了相当大的热情，取得了很多有意义的成果。轻元素材料重量轻，而且具有高硬度、宽禁带、高热导、抗氧化等诸多优异的性质，甚至是材料性能的极限，因此，具有广阔的重要应用前景。已经人工合成了金刚石、六方/立方氮化硼以及 B-C-N 化合物等一系列的轻元素材料，尤其是 B-C-N 化合物材料，除了继承轻元素材料优良的机械、力学、热学等性能外，更是有前途的重要半导体材料。由于石墨(半金属材料)和六方氮化硼(带隙 5.5 eV)的结构相似性，在理论上已经预言了，B-C-N 薄膜材料具有介于石墨和六方氮化硼之间的半导体性质，而且能带间隙随其化学成分的变化可以调节。B-C-N 化合物材料是新型宽禁带半导体材料，它的半导体特性可以用作光发射材料、光能转换材料、高温晶体管、激光二极管和传感器等，它的高电导性和特殊的结构可以用作场电子发射材料等。由于结构简单可调制，半导体性质丰富，B-C-N 薄膜被认为是有重大应用前景的光电信息材料。

在国际上，美国和日本等国的几个小组开展 B-C-N 薄膜研究工作较早一些。M. Cohen 等[1]在理论上提出了 BC_2N 的结构模型，并计算了其电子结构；M. Watanabe 等[2, 3]实验研究了 B-C-N 薄膜的发光性质及其能带结构。我国在世界上也较早地合成了 B-C-N 薄膜材料研究中并取得重要成果，合成了高 B 含量的 B-C-N 薄膜材料，并发现了材料具有较好的光发射和场电子发射性质[4,5]；首次实现大面积，取向可控，成分在一定范围内可调节的准直纳米管阵列，发现了 B-C-N 纳米管薄膜材料具有优异的场电子发射性质和蓝-紫光荧光性质[6, 7]；在 B-C-N 亚稳晶体的合成和力学性质的理论研究[8]方面也取得了重要进展。

尽管 B-C-N 薄膜材料研究已经受到了很多的关注，但是一些基本的科学问题仍然没有得到解决，如稳定结构的制备问题、化学成分的可控制问题、发光机理问题等；在光电信息器件的应用方面，设计并制备 p 型和 n 型 B-C-N 半导体结构是关键的基础问题。以上问题都是该领域研究的前沿课题。

参 考 文 献

[1] Liu A Y, Wentzcocitch R M, Cohen M. Atomic arrangement and electronic structure of BC_2N. Phys Rev B, 1989，39: 1760.

[2] Chen Y, Barnard J C, et al. Indirect band gap of light-emitting BC_2N. Phys Rev Lett, 1999, 83: 2406.

[3] Watanabe M, Itoh S, Sasaki T, Mizushima K. Visible-light-emitting layered BC_2N semiconductor. Phys Rev Lett, 1996,77: 187.

[4] Yu J, Wang E G. Turbostratic boron carbonitride film and its field-emitting behavior. Appl Phys Lett, 1999, 74: 2948.

[5] Yu J, Wang E G, et al. Turbostratic boron carbonitride films produced by bias-assisted hot filament chemical vapor deposition. J Appl Phys, 2000，87: 4022.

[6] Bai X D, Guo J D, Yu J, Yuan J, Wang E G. Synthesis and field-emission behavior of highly oriented boron carbonitride nanofibers. Appl Phys Lett, 2000, 76: 2624.

[7] Bai X D, Wang E G, Yu J, Yang H. Blue-violet photoluminescence of large-scale highly aligned boron carbonitride nanofibers. Appl Phys Lett, 2000, 77: 67.

[8] Gao F M, He J L, et al. Hardness of covalent crystals. Phys Rev Lett, 2003, 91: 015502.

撰稿人：白雪冬

中国科学院物理研究所

强电声子相互作用体系的小极化子

Small Polarons in Strong Electron-Phonon Coupling System

凝聚态物理在 20 世纪的伟大成之一是建立其弱相互作用体系中单电子能带或费米液体理论图像。而对于强相互作用体系的研究、建立完善和自洽的理论框架是目前凝聚态物理领域的重大挑战。这些强相互作用体系中电荷、自旋、轨道和晶格等自由度相互竞争和合作,使得体系呈现出各种各样难以事先预测的令人惊奇与赞叹的新物质形态，具有很大的理论研究价值和应用前景。

在这些材料中，有一大类电声子相互作用比较强的材料，如 $K_{0.3}MoO_3$，TaS_2，$NbSe_2$ 等。由于强电声子作用，往往都伴随着电荷密度波相变。它们的输运和光学行为通常表现为较好的金属性，一般都具有比较高的迁移率、反射率等。根据过去已建立的经典图像，其中相干的准粒子载流子应当是所谓小极化子：由于体系中存在很强的电声子相互作用，当电子在晶格间运动时，会造成附近晶格畸变；电子与“畸变”一起运动，从而构成的复合粒子，即为极化子。但是各种能谱实验表明，这些体系中的元激发并没有显现出人们期待的相干的准粒子 (quasi-particle)特征峰，因而不能用一般的费米液体理论来准确描述，但是有趣的是，这些体系中非相干的载流子的统计行为又能够与不考虑相互作用的能带理论所计算出来的色散关系吻合得较好。如何理解在这些强电声子耦合体系中发生的奇怪行为呢？

由于这些现象在多个体系中都被观察到,有迹象表明它们是强相互作用体系中小极化子的典型行为。因此如果能够建立一个理论图像统一这些看似矛盾的实验结果有着重要的理论和应用价值。

凝聚态物理中的极化子理论曾经在 20 世纪 60~80 年代被广泛深入地研究，但随着之后高温超导体等为代表的强电子电子耦合体系的发现,此方面的研究不再是主流 。最近，随着一系列在低维电荷密度波材料，欠掺杂的高温超导体以及庞磁阻锰氧化物系统中有关小极化子行为的发现[1~4]，相关的理论研究又有所发展[5,6]。但要最终离解决它，还需要有所突破。

参 考 文 献

[1] Shen D W, et al. Phys Rev Lett, 2007, 99: 216404.
[2] Zhao J F, et al. Phys Rev Lett, 2007, 99: 146401.
[3] Mannella N, et al. Phys Rev Lett, 2004, 92: 166401.
[4] Rösch O, et al. Phys Rev Lett, 2005, 95: 227002.

[5] Mishchenko A S, Nagaosa N. Phys Rev Lett, 2004, 93: 036402.
[6] Rosch O, Gunnarsson O. Eur Phy J B, 2005, 43: 11.

撰稿人：封东来
复旦大学物理系，应用表面物理国家重点实验室

凝聚态物质中准粒子的波粒二象性

Wave-Particle Duality of Quasi-Particles in Condensed Matter

凝聚态物质包括固体和液体，它包括了我们日常生活环境中的绝大部分物质。凝聚态物质也是由原子构成的，原子由原子核与核外电子构成，其构成原子的原子核与电子的量子性质和它们之间的电磁相互作用在原则上决定了凝聚态物质的性质；但是，凝聚态物质是由大量的原子组成(典型数值约为 10^{23} 个)，大量具有基本量子性质的原子通过简单的电磁相互作用却构成了复杂的聚集体，具有丰富多彩的物理性质——我们并不能够通过简单地外推少数粒子的性质来理解凝聚态物质的行为[1]。

准粒子(也被称为元激发)的概念有助于理解凝聚态物质的一些重要物理性质，利用它可以将凝聚态物质的低能激发态视为无相互作用(或仅有微弱的相互作用)的准粒子的集合，从而使复杂的多体问题大为简化。一些典型的准粒子的例子有空穴、声子、激子、极化子和库珀对等，甚至我们经常提到的金属或半导体材料中的电子，实际上也是一种准粒子[1, 2]，在原子实构成的晶格中运动的、彼此之间有着电磁相互作用的、数目巨大的、真实的电子被约化为具有有效质量的、彼此之间几乎没有相互作用的“准电子”。此外，还有一些更为奇特的准粒子，比如说，在具有高迁移率的二维电子气中(位于高质量的半导体异质结构中)存在的具有分数电荷的准粒子[3]。

构成物质的基本粒子如电子等都具有波粒二象性，即随着测量条件的改变，它可能表现出粒子或者波的行为。那么，用于描述凝聚态物质性质的准粒子是否也同样具有波粒二象性？这绝不是一个自明的问题，需要理论探讨和实验验证。

诚然，已经有许多准粒子被证明的确具有波粒二象性，如用于描述晶格振动(一种典型的波动现象)的声子，它的能量是量子化的；可以用半导体材料制成双缝干涉仪，使得通过其中的电子(它们具有单个不可分的电荷，这是典型的粒子性)可以像光波一样发生干涉等[4]。但是，因为凝聚态物质的多样性，用于描述其性质的准粒子也多种多样，对于具体的问题就需要具体的分析。深入研究准粒子的波粒二象性对于理解凝聚态物质的物理性质是非常重要的，它将推动凝聚态物理学的发展。

一些具体的问题有：能否建造一个分数电荷的准粒子的干涉仪，从而验证分数量子统计的一些预言？能否在固体材料中实现准粒子的纠缠态(比如说电子的纠缠

态)，并用它来检测贝尔不等式？换句话说，准粒子具有量子非局域性吗？

参 考 文 献

[1] 冯端, 金国钧. 凝聚态物理学. 上卷. 北京: 高等教育出版社, 2003.
[2] 黄昆, 韩汝琦. 固体物理学. 第二版. 北京: 高等教育出版社, 2002.
[3] 阎守胜, 甘子钊. 介观物理. 北京: 北京大学出版社, 1995.
[4] Prange R E, Girvin S M. The Quantum Hall Effect, Berlin: Springer-Verlag, 1990.

撰稿人：姬 扬
中国科学院半导体研究所

能够制备出具有本征室温铁磁性的稀磁半导体吗？

Is It Possible to Prepare Diluted Magnetic Semiconductors with Instrinsic Room-Temprature Ferromagnetism?

法国科学家 Albert Fert 和德国科学家 Peter Grünberg 因发现金属多层膜巨磁阻效应共同荣获了 2007 年度诺贝尔物理学奖，基于此发现的金属自旋电子学新材料、新结构及新器件的应用成为纳米材料和技术迅速转化为高科技产业的最成功典范。与此同时，人们期待着在半导体材料中实现对电子自旋自由度的量子调控，从而彻底改变信息技术加工处理和存储的现代模式。

现代信息的加工和临时存储靠半导体集成电路进行，操作的是半导体中电子电荷自由度；信息的非挥发性存储由磁性存储器件执行，操作的是磁性材料的电子自旋自由度。如果能操作半导体中的电子自旋自由度或者同时操作半导体中的电子自旋和电荷两个自由度进行信息的加工处理和存储，将会对人类社会产生巨磁阻效应难以匹敌的深远影响[1]。

稀磁半导体(diluted magnetic semiconductor)是指少量磁性元素与非磁性半导体形成的合金。因为半导体中电子自旋自由度的操作可以通过稀磁半导体来实现，所以近年来稀磁半导体材料的研究受到了人们高度关注。一方面，磁电子器件一般是在室温环境下工作的，所以要求稀磁半导体材料的铁磁转变温度必须在室温以上；另一方面，稀磁半导体材料的室温铁磁性必须是本征的，而不是由其他磁性杂质颗粒产生的，因此能否制备出具有本征室温铁磁性的稀磁半导体是目前一个热点科学问题。

稀磁半导体从种类上可以划分为 III-V、II-VI 、IV 和 IV-VI 族等稀磁半导体。实际上，人们在 20 世纪 80 年代就开展了 II-V 族稀磁半导体如(Cd,Mn)Te 等的研究[2]， II-VI 族半导体中的 II 族元素被等价的磁性过渡族金属原子替代，能够获得较高的磁性原子浓度，可达到 10%~25%。但是在这种稀磁半导体中，替代二价阳离子的二价 Mn 离子是稳定的，产生的载流子不仅很少，而且也很难控制，所以这种稀磁半导体经常是绝缘体，表现出顺磁、自旋玻璃或反铁磁等不同磁性行为。20 世纪 80 年代末和 90 年代中期，利用低温分子束外延技术生长的 III-V 族稀磁半导体(In,Mn)As 和(Ga,Mn)As 引起了人们的极大兴趣[3,4]，这些 III-V 族稀磁半导体很容易与 III-V 族非磁性半导体 GaAs、(Ga,Al)As 和(In,Ga)As 等结合形成异质结构，并且与呈现巨磁阻效应的金属多层膜类似，其异质结构中也存在着自旋相关的散

射、层间相互作用耦合、隧穿磁阻等现象，几个实验室已经得到了 III-V 族稀磁半导体相关自旋器件的一些雏形，如(Ga,Mn)As 基自旋发光二极管和(In,Mn)As 基自旋场效应晶体管等[5,6]。可以说，(Ga,Mn)As 等 III-V 族稀磁半导体的问世揭开了稀磁半导体研究新的一页。

迄今为止，被广泛认可具有本征铁磁性的稀磁半导体只有(In,Mn)As 和(Ga,Mn)As，而(In,Mn)As 和(Ga,Mn)As 的铁磁转变温度分别低于 90 K 和 173 K[7,8]，尚不能满足实际工作要求。人们在试图提高它们的铁磁转变温度同时，也在积极探索新的稀磁半导体材料。尽管理论计算结果表明 Mn 掺杂 GaAs、GaN、ZnO 和 C 等半导体的铁磁转变温度可以提高到室温以上[9]，但是实验上似乎并不那么容易实现。最近有些实验报道称在(Ga,Mn)N 中观察到了室温铁磁性[10]，但是它的磁性起源尚不清楚。一些实验结果还表明，(Ga,Mn)N 中表现出的室温铁磁性并非其本征属性，而是来源于其他未知相的磁性颗粒[11]。

基于金属多层膜巨磁阻效应的金属自旋电子学研究成果的应用已经产生了巨大市场效应，相比之下，尽管目前稀磁半导体材料的研究发展速度很快，但是离市场应用还有一段距离。如果能够制备出具有本征室温铁磁性的稀磁半导体材料，无疑将会大大推动半导体中电子自旋自由度量子调控研究的进展。

参 考 文 献

[1] Wolf S A, Awschalom D D, Buhrman R A, Daughton J M, von Molnár S, Roukes M L, Chtchelkanova A Y, Treger D M. Science, 2001, 294: 1488.
[2] Furdyna J K. J Appl Phys, 1988, 64: R29.
[3] Munekata H, Ohno H, von Molnár S, Segmüller A, Chang L L, Esaki L. Phys Rev Lett, 1989, 63: 1849.
[4] Ohno H, Shen A, Matsukura F, Oiwa A, Endo A, Katsumoto S, Iye Y. Appl Phys Lett, 1996, 69: 363.
[5] Ohno Y, Young D K, Beschoten B, Matsukura F, Ohno H, Awschalom D D. Nature, 1999, 402: 799.
[6] Ohno H, Chiba D, Matsukura F, Omiya T, Abe E, Dietl T, Ohno Y, Ohtani K. Nature, 2000, 408: 944.
[7] Schallenberg T, Munekata H. Appl Phys Lett, 2006, 89: 42507.
[8] Jungwirth T, Sinova J, Mašek J, Kučera J, MacDonald A H. Rev Mod Phys, 2006, 78: 809.
[9] Dietl T, Ohno H, Matsukura F, Cibert J, Ferrand D. Science, 2000, 287: 1019.
[10] Sonoda S, Shimizu S, Sasaki T, Yamamoto Y, Hori H, J Cryst Growth, 2002, 237-239: 1358.
[11] Ando K. Appl Phys Lett, 2003, 82: 100.

撰稿人：赵建华
中国科学院半导体所

能够实现激子玻色–爱因斯坦凝聚吗?

Excitonic Bose-Einstein Condensation?

本征固体材料中的电子结构由能带理论决定。在基态情况下，电子占据的最高能带为半满带时的固体材料称为金属；相反，电子占据的最高能带为满带时的固体材料称为绝缘体或半导体。绝缘体与半导体之间没有确定的界线，一般来说，半导体的禁带宽度较小，而绝缘体的禁带宽度较大。半导体或绝缘体中的电子由满带(也称为价带)跃迁到较高的空带(又称为导带)时，电子在价带中留下的空位称为空穴。空穴带正电，大小与单个电子的电量 e 相等。空穴通过库仑相互作用与跃迁到导带中的电子组成的联合体称为激子。在某些材料中，激子可以形成双激子，或称为激子分子。激子密度增大时，激子之间的交叠加大，激子特性消失，电子和空穴形成电子–空穴等离子体，称为电子–空穴液体[1]。

激子分为夫伦克耳(Frenkel)激子与瓦尼尔–莫特(Wannier-Mott)激子。夫伦克耳激子通常出现在绝缘体内，它的尺度较小，基本分布在一个原子大小范围之内，与单个原子中电子激发类似。理论处理上需要考虑晶胞范围内的具体材料结构。瓦尼尔–莫特激子通常出现在半导体内，它的尺度较大，一般在几个纳米到几十个纳米范围内。理论上研究瓦尼尔–莫特激子大多采用有效质量近似。但由于半导体材料内价带结构的复杂性，导致理论上研究瓦尼尔–莫特激子态也相当复杂。到目前为止，研究瓦尼尔 – 莫特激子的多体理论仍然作有效质量各向同性的近似，甚至相当多的理论结果还是定性的结论。

早在 20 世纪 30 年代，科学家就对激子开始了研究。20 世纪 60 年代以前，人们对激子的研究主要集中在理论方面。激光技术发明以后，大大促进了人们对激子的实验研究。特别是近年来飞秒激光技术日益完善，大大促进了人们对激子超快相干过程的研究。20 世纪 70 年代以前，人们对激子的研究仅限于体材料。随着低维材料生长与加工技术的进步，20 世纪的最后 20 年，低维材料中激子特性的研究成为主流[2]。

冷原子的玻色–因斯坦(Bose-Einstein)凝聚已经在 1995 年实现。但实现固体中准粒子的玻色–爱因斯坦凝聚是科学家多年来的追求目标。激子玻色–爱因斯坦凝聚的理论与实验研究已约有 40 年的历史。从实验角度看，研究激子玻色–爱因斯坦凝聚的实验装置比较简单，主要采用光学方法。实验过程中样品温度较高，导致实验成本较低。

虽然电子与空穴均是自旋为半整数的费米子(Fermion)，但激子可以看成是由电子和空穴组成的复合玻色子(Boson)。与原子相比，激子具有较小的有效质量。理论上推算，实现激子的玻色–爱因斯坦凝聚的温度大约在 1K 左右，比原子实现玻色–爱因斯坦凝聚的温度(在μK 量级)高 3~5 个数量级。所以，研究固体中激子的玻色–爱因斯坦凝聚可以省去复杂的激光冷却装置。但由于激子寿命较短，在激子还来不及降温形成玻色–爱因斯坦凝聚态以前，就可能通过电子与空穴的复合发光而消失。早期对激子的玻色–爱因斯坦凝聚研究主要集中在氧化亚铜(Cu_2O)晶体中。近年来，随着纳米加工技术的不断提高，人们可以设计特殊的人工微结构，在外场的调制下，有效提高激子的复合寿命[3]。

对低维半导体结构中的激子的玻色–爱因斯坦凝聚研究是未来的研究热点之一[4,5]。关于固体中激子的玻色–爱因斯坦凝聚现象还有许多争论，理论方法还在发展中。随着量子信息研究热潮的兴起，人们提出激子可以作为固态量子信息的载体之一，低维半导体中激子玻色–爱因斯坦凝聚提供了固态量子信息处理的理想基态。

参 考 文 献

[1] 李正中. 固体理论. 北京: 高等教育出版社, 2002: 369-389.
[2] 夏建白, 朱邦芬, 黄昆. 半导体超晶格物理. 上海: 上海科学技术出版社, 1994: 83-107.
[3] Butov L V, Gossard A C, Chemla D S. Macroscopically ordered state in an exciton system. Nature, 2002, 418: 751.
[4] Lai C W, Zoch J, Gossard A C, Chemla D S. Science, 2004, 303: 503-506.
[5] Scholes G D, Rumbles G. Nature Materials, 2006, 5: 683-696.

撰稿人：李树深
中国科学院半导体所

纳米硅热电材料

Nano-Structured Si Thermoelectrical Materials

能源是现代生活和发展的基础，目前 90%的能源来自于化石能源(通过热机来转换到可使用的能源形式)这些能源的使用在给我们带来了便利的同时，也带来了能源危机及污染这两大全球关注的问题，这使得能源材料的研究处于十分重要的地位，其中一种材料就是热电材料，热电技术可以发电和制冷[1]，对环境没有污染，并且性能可靠，使用寿命长，是一种具有广泛应用前景的环境友好材料，而寻找高转换效率的材料是目前热电材料的目标。

描述热电材料主要用它的优值 $ZT=S^2\sigma T/\kappa$，其中，S 是 Seebeck 系数(或者称为热电系数，单位 VK^{-1})，σ 和 κ 分别是电导和热导。理想的热电材料是声子玻璃和电子晶体[2]，即材料的热传导性差而导电性好。对于金属导线，在 300K 时，ZT 值约为 0.03，而目前，商业上最广泛采用的热电材料是掺有 Sb,Se 等元素的 Bi_2Te_3 半导体材料，它的 ZT 值在 0.7~1.0 之间。

硅是用得最多也是最普遍的半导体材料，有着低成本。高产量的产业基础，然而，硅是一种效率很低的热电材料，因为硅有很大的热导。由于硅的这种良好的导热能力，以至于我们不能在它的两端产生足够大的温度差来产生大到能够使用的电压，这是由于声子-声子 Umklapp 散射率和 ω^2 有关，ω 为声子频率，低频长波声学声子有很长的平均自由程，在高温下对 κ 的值有很大贡献。

考虑能否将硅做成各种纳米结构的硅材料，在各种几何尺度下，引入更多的声子散射，显著地减小材料的 κ 值，并且在某种意义上只是明显降低材料的 κ 值，而对材料的电导率影响不大。例如，硅纳米线可能解决这些问题，纳米线的微小截面阻碍了声子携带热量从热端向冷端扩散，减小了热导产生的作用，其结果是产生更大的 Seebeck 系数，更大的热电压和更高的效率[3]。

为了进一步得到热电性能较好的各种结构硅材料，一方面需要全面了解纳米尺度下的声子动力学，电声子相互作用的问题，并设计硅材料的各种纳米结构；另一方面，也对材料的制备提出了挑战。

参 考 文 献

[1] Mahan G, Sales B, Sharp J. Thermoelectric materials: new approaches to an old problem. Phys

Today, 1997, 50: 42.
[2] Allon I Hochbaum1, Renkun Chen, Raul Diaz Delgado, Wenjie Liang, Erik C. Garnett, Mark Najarian, Arun Majumdar, Yang Peidong. Enhanced thermoelectric performance of rough silicon nanowires. Nature, 2008, 451: 163.
[3] Cronin B. Vining. Desperately seeking silicon. Nature, 2008, 451: 132

撰稿人：蒋最敏
复旦大学物理系，应用表面物理国家重点实验室

锰氧化物的庞磁电阻机制

Mechanism of Colossal Magnetoresistance in Manganites

锰的氧化物 $R_{1-x}A_xMnO_3$(R=La, Nd, Pr 等，A=Ca, Sr, Ba, Pb)，当 x 大约在区间 $0.2<x<0.5$ 内时，在低温下呈铁磁态，电阻率随温度升高而降低，表现为金属性。随着温度升高到居里温度以上,电阻率变成随温度升高而降低,表现为绝缘体行为。因而电阻率在居里温度 T_c 附近呈现一个尖锐的峰值。更加有趣的是，当外加一个磁场到这种材料上时，可以提高材料居里温度 T_c，从而电阻率的峰值同时被推高的较高温度。因此，如果在给定温度下测量的话，可以观察到材料的电阻率大幅度下降。锰氧化物这种由于外加磁场导致的电阻率大幅度下降，由于幅度可以达到99%或者更多，被称为庞磁电阻效应[1,2]。近来实验上发现，脉冲电场或声波激励同样可以导致锰氧化物电阻的大幅度变化。

对于锰氧化物中的金属－绝缘体转变和庞磁电阻效应目前学术界存在四种具有代表性的理论解释。最早期出现的是双交换模型理论[3]。该理论指出，未掺杂的 $RMnO_3$ 中的锰原子全部为＋3 价，材料中没有载流子。掺杂 A 原子之后，部分+3 价锰原子失去一个电子变成＋4 价原子，＋4 价锰原子个数由掺杂度 x 决定。每个＋4 价原子贡献一个空穴载流子。＋4 价锰原子上的空穴可以通过和邻近的氧原子做两次交换而跳跃到邻近的锰原子上，从而发生巡游。锰原子具有局域磁矩 Si，通过洪德规则和巡游载流子发生磁性相互作用。在低温下局域磁矩呈有序排列，因而对载流子散射很弱，材料的电阻较小。随着温度升高，局域自旋由于热运动呈越来越无规的排列，因而对载流子散射变强，材料的电阻率增大。可是理论计算[4]表明，该模型给出的电阻率值远远小于锰氧化物材料的典型试验值，因而单纯的双交换模型不能够解释锰氧化物的输运性质。

一些新的理论最近被提出来,尝试解释锰氧化物中的金属－绝缘体转变和庞磁电阻效应。极化子模型[5]在双交换模型基础上考虑电子－声子相互作用，认为锰氧化物中的空穴载流子在低温铁磁态基本上为自由电子,材料呈现金属性。在高温区，由于自旋无规散射和电声子散射共同作用，使空穴载流子变成了被束缚的极化子，只能通过热跃迁对电导产生贡献。安德森局域化模型[6]则在双交换模型基础上，考虑非磁无序，包括杂质缺陷，掺杂导致的电荷空间不均匀性，以及不同原子的尺寸不匹配等。理论计算表明，如果这些非磁杂质的强度合适，空穴载流子在低温铁磁态可以处于扩展状态，材料表现金属性。在高温，非磁无序和自旋无序共同作用，

可以导致空穴载流子的安德森局域化。这时载流子只能通过变程跳跃对电导发生贡献。该模型计算所得到的庞磁电阻幅度可以和试验值相比较[6]。另外一个模型是相分离模型[7]。该模型考虑电子－电子相互作用以及局域自旋的反铁磁耦合。认为低温下载流子近视均匀地分布在样品中，在高温下，则出现金属态和绝缘体态的相分离。目前学术界对何种模型最接近锰氧化物中的真实物理还没有定论。笔者认为，局域化模型和相分离模型，或是它们的有机结合较有可能相对合理地解释锰氧化物的新奇输运性质。

参 考 文 献

[1] Kusters R M, et al. Physical. (Amsterdam), 1989, 155B: 362; von Helmolt R, et al. Phys Rev Lett, 1993, 71: 2331.

[2] Jin S, et al. Science, 1994, 264: 413; McCormack M et al. Appl Phys Lett, 1994, 64: 3045; Tokura Y, et al. J Phys Soc Jpn, 1994, 63: 3931; Asamitsu A, et al. Nature, 1995, 373: 407.

[3] Zener C. Phys Rev, 1951, 82: 403; Anderson P W, Hasegawa H. Phys Rev, 1955, 100: 675, P.-G. de Gennes. Phys. Rev, 1960, 118: 141.

[4] Millis A J, Littlewood P B, Shraiman B I. Phys Rev Lett, 1995, 74: 5144.

[5] Millis A J, Littlewood P B, Shraiman B I. Phys Rev Lett, 1996, 77: 175; Roder H, Zang J, Bishop A R. Phys Rev Lett, 1996, 76: 1356.

[6] Varma C M. Phys Rev B, 1996, 54: 7328; Sheng L, Xing D Y, Sheng D N, Ting C S. Phys Rev Lett. 1997, 79.

[7] Dagotto E, Hotta T, Moreo A. Phys Rep, 2001, 344: 1-153.

撰稿人：盛　利

南京大学物理系

量子点接触中的“0.7 结构”

“0.7 Structure” in Quantum Point Contacts

量子点接触中的“0.7 结构”是介观物理中一个“古老”但还没有清楚解说的问题。约在 20 多年前，人们已在实验上观测到“0.7 结构”，之后陆续有相当多的理论被提出。但到目前为止，还没有一个理论能全面解说“0.7 结构”的所有特点。

量子点接触是介观物理中最简单的体系,它由一个窄口或一个短的一维量子线耦合到左右两个大的区域(或称之为电子库)组成。通常在实验上给量子点接触还电容耦合上栅电极。通过调节栅电压，可以调节窄口中的通道数目。量子点接触的线性电导 G 与栅电压 V_g 的关系是一系列量子化的台阶，电导平台在 nG_0 位置，其中 $G_0 = 2e^2/h$ 是量子电导，2 是由于自旋简并，$n = 0, 1, 2, \cdots$ 是窄口中的通道数目。用单电子理论很好解说这些整数电导平台。但是在第一个电导平台 G_0 之前，通常还出现一个子平台，这子平台在 $0.5G_0$ 到 G_0 之间，通常位于 $0.7G_0$ 附近，被称为“0.7 结构”或“0.7 异常”，并且它有以下特异特点：

(1) 这 0.7 电导平台在高温(约几 K)出现，随着温度下降，它逐渐上移，变模糊。当温度到达在几十 mK 时，它通常上移到 G_0，从而与第一平台合并。这与整数电导平台 nG_0 非常不同，整数平台 nG_0 是随着温度变低平台更好。

(2) 在零磁场时，“0.7 结构”最明显。随着磁场变大，0.7 电导平台逐渐下移到 $0.5G_0$ 位置。这特点与整数电导平台 nG_0 也很不一样，整数平台从来没有发生平台值移动的现象。随着磁场变大，整数平台 nG_0 的平台值是保持不变的；只在半整数位置出现平台，以及半整数平台的宽度随磁场增大而增宽。

(3) 零偏压异常峰：当固定栅电压 V_g 在 0.7 平台位置时，电导与偏压的关系出现一零偏压异常峰。这峰在高温(约几 K)时消失，仅在低温(约几十 mK)出现，并在高磁场下会分裂成二个峰。但是当栅电压 V_g 固定于整数平台时，无零偏压异常峰。

(4) 静态自旋极化：当栅电压 V_g 固定于 0.7 平台时，通过量子点接触的电流是自旋极化的，特别是这是静态的自旋极化，即自旋向上的流始终比自旋向下的流大(或者小)。而在整数平台位置，电流是非自旋极化的。

上面特点(1)和(2)表明，0.7 结构肯定不是起源于静态的杂质散射，也不能用单粒子理论来解说。从特点(1)和(3)看，好像展示 0.7 结构与近藤效应有关，一些理论家也提出这样的解说。但是，在开放的量子点接触体系，存在束缚态还缺乏说服力；

特别是对于特点(4)，用近藤理论根本不能解说。也有一些理论家提出 0.7 结构是由于电－声子散射引起的，或在窄口区域引成 Wigner 晶体等理论。但是这些理论都只能解说部分实验现象。到目前，0.7 结构的发现已近 30 年了，它是介观物理中很早就观测到的现象之一，但现在还没有完美解说，有待于大家进一步探索。

参 考 文 献

[1] van Wees B J, et al. Phys Rev Lett, 1988, 60: 848.
[2] Thomas K J, et al. Phys Rev Lett, 1996, 77: 135.
[3] Cronenwett S M, et al. Phys Rev Lett, 2002, 88: 226805.
[4] Meir Y, Hirose K, Wingreen N S. Phys Rev Lett, 2002, 89: 196802.
[5] Pokhinson L P, Pfeiffer L N, West K W. Phys Rev Lett, 2006, 96: 156602.

撰稿人：孙庆丰
中国科学院物理研究所

量子尺寸效应作用下的金属薄膜表面催化研究

Quantum Size Effects Tuned Surface Catalysis of Metal Thin Films

金属的表面反应活性以及气体分子/原子在金属表面的吸附行为和化学反应一直是异质催化领域中重要的研究内容。金属表面的性质控制着分子/原子的吸附行为，所以气体分子在金属表面上的各种过程取决于金属表面的晶体结构和电子结构。对于后者，处于费米能级(E_F)附近的电子行为更为重要。另一方面，当材料的维度降低或尺寸减小到纳米量级时会出现明显的量子尺寸效应(Quantum Size Effect，QSE)，表现出不同于体相的性质。例如，金是自然界中最稳定的金属，但是尺寸大约为 3nm 的金纳米颗粒在化学上将变得非常活泼并能对 CO 的氧化起催化作用，量子尺寸效应被认为对 Au 颗粒的催化活性起着决定性的作用，只有两层高度的 Au 团簇才会显示出强烈的催化作用[1,2]。这方面的研究进展掀起了人们对物质表面化学活性的量子尺寸效应研究的极大热情。

薄膜材料是另外一个典型的例子。按照量子力学，当电子在一维方势阱中受限运动时就会在垂直于方势阱方向上出现量子化的分立的能量本征态，即量子阱态(Quantum Well States，QWS)。量子阱态的形成会导致体系电子态密度的重新分布，会导致表面异相催化中更有趣的一些现象。在半导体衬底上或某些金属衬底生长的金属薄膜，由于其电子运动受到真空势垒和界面势垒的限制作用，可以形成明显的量子阱态，存在很强的量子尺寸效应[3,4]。目前，人们对金属薄膜中的量子阱态本身的性质也有了很好的研究，对量子阱态影响薄膜物理性质的研究也已经取得了很大的进展[5~7]。薄膜厚度变化引起的表面化学活性的改变在实验上也已经被观察到[8,9]。但是，量子阱态如何影响化学性质的研究目前仍然处于起始阶段，很多基本问题有待澄清。

2004 年，美国 Bartynski 研究组首次报道了 Cu/Fe 体系中的量子阱态对 CO 脱附温度的影响。利用反光电子能谱，他们观察到 Cu 薄膜中可以形成很明显的量子阱态。利用程序升温脱附谱，他们测量了 CO 的脱附温度与薄膜厚度的关系，发现 CO 的脱附温度随着 Cu 薄膜的厚度不同而不同。他们认为费米能级附近的态密度的强度决定了脱附温度的高低，也就是 CO 与表面相互作用的强弱[8]。同年，意大

利的 Aballe 等利用低能电子显微镜(low energy electron microscopy，LEEM)和 X 射线光电子发射显微镜(X-ray photoelectron emission microscopy，XPEEM)研究了 Mg/W(110)体系中的量子阱态对氧化的影响，同样指出了费米能级附近的态密度的强度决定了薄膜的化学活性[9]。2006 年，意大利 Binggeli 和 Altarelli 利用第一性原理计算研究了 Mg 薄膜的量子阱态与表面活性的关系。他们认为，并不是费米能级附近的态密度的变化直接导致了表面活性中的变化，而是表面电子在真空中的衰减长度(decay length)决定了电子在吸附分子和金属表面之间的交换速度，进而控制了薄膜表面的氧化速度[10]。在这些实验研究中，他们制备的样品都存在着某种程度的不均匀性，加上宏观的观测手段的使用，这些因素导致了他们得到的结论大多是定性的。

2007 年，薛其坤研究组对 Si 衬底上生长的平顶楔状 Pb 岛(厚度 2 ~ 6nm)表面的氧气吸附和氧化反应行为进行了研究[11]。他们利用扫描隧道显微镜观察到了分子吸附和氧化反应随着厚度变化时的振荡现象。分析表明，这个振荡是由于电子的受限运动导致的量子阱态对电子结构的调制造成的，量子阱态的形成使不同厚度的 Pb 薄膜在费米能级附近的电子态密度出现了高低振荡的变化。当费米能级附近电子态密度高时，表面的反应性就强，反之，反应性变弱。在此基础上，他们建立了量子阱态、功函数和表面反应活性的内在对应关系。这个工作给出了量子尺寸效应对表面反应活性调控的直接实验证据。通过精确控制金属薄膜的厚度，实现了在单原子层水平上对薄膜表面化学反应活性的调控，证明了费米能级附近电子态密度的高低决定着薄膜表面反应活性的强弱。

在这些研究工作的基础上，继续开展两维金属薄膜表面吸附和催化的量子调控研究，将是目前在物理、化学和材料科学等学科中非常活跃的研究领域之一。在多相催化中，对量子尺寸效应的研究主要集中在担载的金属催化剂纳米颗粒体系[12]。但是，在这些零维催化体系中，除颗粒尺寸外还有许多因素会影响表面催化过程，例如颗粒的形状、颗粒-载体界面、载体表面的催化作用等等。因此，过去绝大多数文献报道的结果几乎都是定性的。相对而言，在两维薄膜催化体系中，主要的可变参数是厚度，薄膜的厚度较容易控制，通过变化厚度一个参数来研究量子尺寸效应和催化的基本关系更容易得到定量的结果。相信这些工作的开展对以量子受限的金属薄膜为基础的表面吸附、异相催化等纳米材料的设计和应用具有重要的意义。

参 考 文 献

[1] Valden M, Lai X, Goodman D W. Onset of catalytic activity of gold clusters on titania with the appearance of nonmetallic properties. Science, 1998, 281: 1647.

[2] Chen M S, Goodman D. The structure of catalytically active gold on titania. Science, 2004, 306: 252.

[3] Chiang T C. Photoemission studies of quantum well states in thin films. Surf Sci Rep, 2000, 39: 181.

[4] Milun M, Pervan P, Woodruff D P. Quantum well structures in thin metal films: simple model physics in reality? Rep Prog Phys, 2002, 65: 99.

[5] Okuno S N, Inomata K. Two oscillatory behaviors as functions of ferromagnetic layer thickness in Fe/Cr(100) multilayers. Phys Rev Lett, 1994, 72: 1553.

[6] Luh D A, Miller T, Paggel J J, et al. Quantum electronic stability of atomically uniform films. Science, 2001, 292: 1131.

[7] Guo Y, Zhang Y F, Bao X Y, et al. Superconductivity modulated by quantum size effects. Science, 2004, 306: 1915.

[8] Danese A G, Curti F G, Bartynski R. Quantum size effect induced modification of the chemisorption properties of thin metal films. Phys Rev B, 2004, 70: 165420.

[9] Aballe L, Barinov A, Locatelli A, et al. Tuning surface reactivity via electron quantum confinement. Phys Rev Lett, 2004, 93: 196103.

[10] Binggeli N, Altarelli M. Surface reactivity and quantum-size effects on the electronic density decay length of ultrathin metal films. Phys Rev Lett, 2006, 96: 036805.

[11] Ma X C, Jiang P, Qi Y, et al. Experimental observation of quantum oscillation of surface chemical reactivities. Proc Natl Acad Sci. of USA, 2007, 104: 9204.

[12] Libuda J, Freund H J. Molecular beam experiments on model catalysts. Surf. Sci. Rep., 2005, 57: 157.

撰稿人：马旭村
中国科学院物理研究所

可放大自旋极化晶体管

A Spin Transistor Which Can Amplify Spin Signals

半导体器件的发展对信息技术的进步起着至关重要的作用。1947 年发明的晶体管可以放大微弱的电信号，它是体积小、功耗低的固态器件，代替了之前的体积大、功耗高、故障率高的真空管，从而推动了信息革命的迅猛发展。现在，晶体管(包括场效应管)是计算机中央处理单元(CPU)的基本组件，数以亿计的晶体管(或场效应管)被集成到一起来实现强大的信息处理能力。

为了满足信息技术朝着超高速、超带宽和超大容量方向发展的需求，未来半导体器件及其集成技术已呈现出不同的技术发展趋势[2]。虽然目前的主流趋势仍然是追求在单位面积芯片上集成更多的晶体管和追求提升并行运算能力、提升音频和视频图像处理功能等,但是如果在不久的将来半导体器件及其集成技术能够将逻辑运算、不挥发随机存取存储和通信等功能集成在单个芯片上,就有可能开发出可记忆、可用软件重写的(不同的计算采用不同的计算软件)、功能十分强大的超高速万能 CPU 和适合多媒体应用的新一代多功能芯片，这为信息技术未来的发展赋予了无穷的生命力。

半导体自旋电子学[3, 4]就是为满足当前信息技术的发展趋势而迅速发展起来的一门新兴前沿学科，是近年来国际上物理学和材料学领域研究的一个热点。半导体自旋电子学主要研究半导体材料和器件中与电子自旋而非电荷相关的物理现象、物理过程以及可能的应用，其主要目标是以半导体中的电子自旋作为信息载体，在同一芯片中实现信息操作的三个基本功能——信息处理(逻辑运算和数值计算)、信息传输和信息存储，从而提升现有器件的功能和开发新一代半导体自旋器件，并利用半导体中的电子自旋构建进行固态量子计算的量子比特。如果这一目标能够实现，将会对未来的信息技术产生深刻的影响，带来巨大的经济效益，进而提高我们的生活质量，因为，在我们现今所处的信息时代里，信息往往就意味着生活和工作。

现在，已经可以制作多种半导体电子自旋器件,包括半导体自旋滤波器、半导体自旋二极管、半导体自旋发光二极管以及硅基的弹道输运的自旋晶体管，但是，能够放大自旋信号的自旋晶体管(或场效应管)还没有能够得到实验上的演示。

我们希望能够制作一个可放大自旋极化晶体管,它能够可控地放大输入的微弱自旋信号,而放大后的自旋信号可以作为下一个自旋晶体管或者其他半导体电子自旋器件的输入信号。这样的自旋晶体管类似于电子晶体管，只不过它利用的是电子

的自旋属性。可放大自旋极化晶体管是利用电子自旋来进行信息操作的基本器件，它的实现将有力地推动半导体自旋电子学的发展,并有可能极大地提高我们操作信息的能力、提高我们的生活质量。

参 考 文 献

[1] 施敏. 半导体器件物理与工艺. 第二版. 苏州：苏州大学出版社，2003.

[2] 赵建华, 邓加军, 郑厚植. 稀磁半导体的研究进展. 物理学进展, 2007, 27: 109.

[3] Awschalom D D, Flatte M E. Challenges for semiconductor spintronics. Nature Physics, 2007, 3: 153.

[4] Awschalom D D, Loss D, Samarth N. Semiconductor Spintronics and Quantum Computation. Berlin: Springer, 2002.

撰稿人：姬　扬　赵建华

中国科学院半导体研究所

晶体管会停止发展吗？

Where is the End of Transistor?

自 1947 年第一只晶体管在贝尔实验室诞生至今，基于晶体管的半导体产业已经发展了 60 多年。晶体管技术的发展直接推动了现代文明的进程，使人类进入以微电子技术、通信技术、计算机技术和网络技术为核心的信息化时代。

摩尔(G. Moore)早在 1965 年就在 *Electronics* 上撰文预言单个芯片上集成的晶体管数目将每隔一年翻一翻 [1]，后来他又把这个时间周期调整为每隔 18 个月。虽然摩尔在做这项预言的时候每个芯片上集成的晶体管数目仅仅只有 30 个。但是半导体产业一直按照摩尔定律发展至今，单个芯片上集成的晶体管数目已经达到上亿个，晶体管的尺寸从当初的 10μm 缩小到 45nm(2007 年 11 月 Intel 采用 45nm 进程的 CPU 上市)。

每个晶体管至少有门、源和漏三个电极。一层薄的二氧化硅绝缘层把门电极和源漏电极分开。源和漏由掺极性相反杂质的沟道连接，如对于 n 型沟道晶体管 Si 衬底掺硼，而 p 型沟道晶体管 Si 衬底掺磷或砷。由于源端、沟道和漏端的掺杂，从源端通过沟道最后到达漏端等效形成了两个背靠背的二极管。对于 n 型沟道晶体管，在门电极上加一个足够大的正电压，靠近二氧化硅绝缘层的衬底在门电压形成的电场作用下导带被压到费米能以下形成反型层。电子占据反型层的导带，在源和漏之间形成很窄的导电层。如果在源端和漏端之间加一个偏压，电子能够从源端流到漏端形成电流。当加在门电极上的正电压移走后，靠近二氧化硅绝缘层的衬底的导带升高并高于费米能级形成电子的耗尽层。源漏之间不能再通过电流。因此，我们可以通过加在门电极上的电压来开关源漏间的电流[2]。

芯片的运算速度由晶体管的开关快慢决定。晶体管要完成一个从关到开的操作，它的延迟时间取决于载流子从源端跑到漏端所需的时间。所以晶体管的开关速度主要受源漏间的沟道长度和载流子在沟道中的输运速度两个因素影响。如果要提高晶体管的开关速度，我们必须缩短源漏间的沟道长度或者提高载流子在沟道中的迁移率。由于电气要求单个芯片上的所有晶体管必须集成在 $1cm^2$ 内。而且芯片的生产成本只能由芯片面积决定，与晶体管个数关系很小。所以缩短源漏间的沟道长度不仅能够提高开关速度，而且能够提高晶体管在单个芯片上的集成度，同时降低每个运算功能的成本。如果只缩小晶体管的沟道长度，而保持器件的其他参数不变，门电压会失去控制沟道变成反型层的能力，这个现象通常被叫做短沟道效应。所以为了保持晶体管内部电场分布不受影响，在缩小晶体管的同时，晶体管的沟道宽度、二氧化硅绝缘层厚度和施加在电极上的电压必须等比例缩小，而掺杂溶度和电荷密

度等比例升高 [2]。

根据国际半导体联合会的路线图，晶体管在 2016 年将达到 9nm。无论从材料极限和器件物理，我们将面临严重的晶体管设计问题。对于 9nm 的晶体管，相应的二氧硅绝缘层的等效厚度将只有 5Å，相当于 4 层硅原子的厚度 [4]。量子力学隧穿效应将显著增加门电极的漏电流。同时要提高生产工艺克服界面原子层厚度涨落引起的效应。显然寻找拥有更高介电常数的绝缘材料来代替二氧硅是当前的一个难题之一。沟道中的掺杂原子数将减小到几十个，单个原子引起掺杂溶度的随机涨落使同一芯片上的晶体管器件特性不一致 [5]。由于沟道不够长或者沟道中的掺杂溶度不够高，源和漏的内建电势渗透到沟道深处导致门电极丧失控制沟道电势的能力形成明显的短沟道效应；源漏间存在隧穿电流导致晶体管不能完全被关闭；通过各种势垒的漏电流以及反型层有限宽度导致门电容降低等许多问题是我们必须面对的挑战。在纳米尺度的晶体管中量子力学效应将从本质上改变器件的物理特性。例如，电子自由程将大于器件的沟道长度，载流子可能不会像传统晶体管那样在输运过程中发生各种散射。这使得相对玻尔兹曼方程主导的扩散输运，载流子的弹性输运将占绝对主要的贡献。同时，载流子的单量子能级特性变得十分重要，反型层的态密度不再能够用半经典的连续方程进行描述 [6]。

为了使晶体管继续按照摩尔定律发展，提高门电压控制沟道能力的新的晶体管结构，如双门晶体管、柱形三维晶体管和新的掺杂方法已经被提出 [3,4]。但是进入小于 10nm 的亚纳米时代后，晶体管能否更进一步的发展是一个相当具有争议的问题。最近在分子晶体管上取得了可喜进步，基于碳纳米管[7]或者纳米线的晶体管[8]能否成功替代传统晶体管值得我们拭目以待。

参 考 文 献

[1] Moore G E. Electronics, 1965, 38: 114.

[2] Sze S M. Physics of Semiconductor Devices, 2nd ed. New York: Wiley, 1981.

[3] Lundstrom M. Moore’s Law Forever? Science, 2003, 299: 210.

[4] Ieong M, Doris B, Kedzierski J, Rim K, Yang M. Silicon device scaling to the sub-10-nm regime, Science, 2004, 306: 2057.

[5] Roy S, Asenov A. Where do the dopants Go? Science, 2005, 309: 388.

[6] Luo J W, Li S S, Xia J B, Wang L W. Quantum mechanical effects in nanometer field effect transistors. Appl Phys Lett, 2007, 90: 143108.

[7] Javey A, Guo J, Wang Q, Lundstrom M, Dai H. Ballistic carbon nanotube transistors. Nature, 2003, 427: 654.

[8] Cui Y, Lieber C M. Functional nanoscale electronic devices assembled using silicon nanowire building blocks. Science, 2001, 291: 851.

撰稿人：骆军委　李树深

中国科学院半导体研究所

金属与合金的中温脆性

—— 一个困扰材料物理学界百年的科学难题

Intermediate Temperature Brittleness in Metal and Alloy: A Trouble in Materials Science for Over 100 Years

金属与合金的中温塑性会低于低温和高温的塑性，即在中温区，大约在 0.5~0.8 熔点温度，合金延伸率和断面收缩率降低，同时呈现沿晶界断裂，在温度-塑性曲线图上存在塑性极小值，如图 1 所示[1]。此现象称为金属和合金的中温脆性或中温低塑性现象(intermediate temperature brittleness, ITB 或 intermediate temperature ductility minimum，ITDM)。这种现象存在于镍基、铁基、铬基和钴基高温合金中，存在于各种钢铁材料中，称为热塑性 (hot ductility trough) [2]，也存在于金属间化合物[3]和钛合金中[4]，还存在于 Al-Mg 合金中[5]。由于这种现象在金属与合金中普遍存在，且低塑性发生的温度往往处在材料加工和服役的温度范围内，引起韧性降低脆断(ductility-dip cracking (DDC))[6]，严重地限制了金属材料的加工和使用。

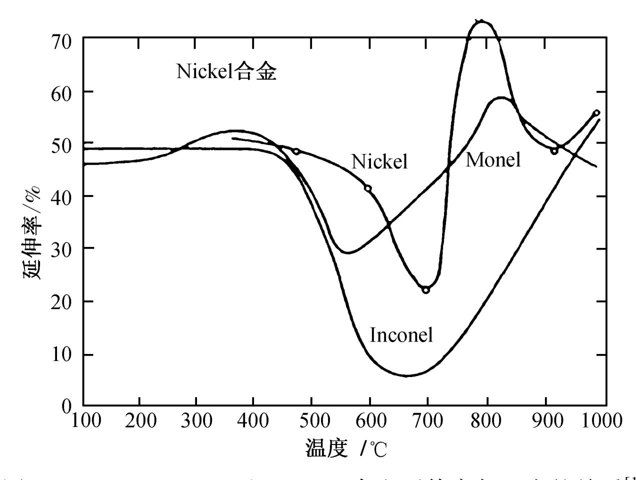


图 1 Nickel, Inconel 和 Monel 合金延伸率与温度的关系[1]

1912 年，Bengough 用晶内和晶界强度相等的等强温度概念(equi-cohesive temperature)解释中温脆性现象[7]。但是，Rhines 和 Wray 在 1961 年就指出，Bengough 模型的基础是错误的，不能解释这一现象[1]。自此，国际上开始转向从溶质晶界沉

淀相和偏聚的角度研究这一问题。

钢的连续铸造胚多发生横向开裂(transverse cracking)，是影响连铸技术发展的关键问题。研究发现这种横向开裂，也是由于钢的中温脆性引起的[2]。上世纪中期开始，在连铸技术需求的推动下，钢的中温脆性的研究，在国际上成为材料物理研究的一大热点。自 20 世纪 90 年代以来就有上百篇研究论文发表在材料科学的学术期刊上。期间提出了各种理论，如晶界铁素体膜理论、晶界硫化物脆性理论，质点在奥氏体晶界沉淀理论等。每种理论都只能说明某一种钢在某一特定条件下的热塑性，没有能全面解决这一问题。比如晶界铁素体膜理论，不能解释奥氏体不锈钢的中温脆性；晶界硫化物脆性理论，不能解释没有硫化物的钢和合金的中温脆性。有人提出溶质平衡晶界偏聚模型，也因不能与实验结果符合，没有获得发展 [8,9]。

中温低塑性在各类金属与合金中普遍存在，它的发生机理不太可能与某一特定合金的特定组织相关，比如某一合金的析出相等。以往钢的中温脆性的研究，多局限于从钢的某一组织研究这一问题，如铁素体等。这比 Bengough 从金属的最普遍特性出发研究这一问题是倒退了。现有的实验现象表明，它与杂质元素的晶界偏聚相关，并且与材料拉伸实验过程中普遍存在的一些动力学因素有关，比如拉伸速率，在拉伸温度的恒温时间等[5,10]，以往所有的理论都没有能反映这些动力学因素的影响。因此，虽经近百年的大量研究，金属的中温脆性这个科学难题至今没有得到解决[5,6,8,9]。

参 考 文 献

[1] Rhines F N, Wray P J. Investigation of the intermediate temperature ductility minimum in metals. Trans ASM, 1961, 54: 117.

[2] Mintz B, Yue S, Jonas J J. Hot ductility of steels and its relationship to the problem of transverse cracking during continuous casting. International Materials Reviews, 1991, 35(5): 187-217.

[3] Pike L M, Liu C T. Environmental effects on the tensile properties of two Ni_3Si-based alloys. Scripta Mater, 2000, 42: 265-270.

[4] Tang Feng. Satoshi Emura and Masuo Hagiwara. Tensile properties of tungsten-modified orthorhombic Ti-22Al-20Nb-2W alloy. Scripta Mater, 2001, 44: 671-676.

[5] Horikawa K, Kuramoto S, Kanno M. Intergranular fracture caused by trace impurities in an Al-5.5mol%Mg alloy. Acta Mater, 2001, 49: 3981-3989.

[6] Dave V R, Cola M J, Kumar M, Schwartz A J, Hussen G N A. Grain boundary character in alloy 690 and ductility-dip cracking susceptibility. Welding Journal, Welding Research, 2004: 1-s-5-s

[7] Bengough G D. A study of the properties of alloys at high temperatures. Journal of the Institute of Metals, 1912, 7 (1): 123-174.

[8] Lynch S P. Comments on ‘Intergranular fracture caused by trace impurities in an Al-

5.5mol%Mg alloy' . Scripta Mater, 2002, 47: 125-129.

[9] Keitaro Horikawa , Shigeru Kuramoto, Motohiro Kanno. Reply to comments on 'Intergranular fracture caused by trace impurities in an Al-5.5mol%Mg alloy, Scripta Mater, 2002, 47: 131-135.

[10] He L Z, Zheng Q, Sun X F, Hou G C, Guan H R, Hu Z Q. Low ductility at intermediate temperature of Ni-base superalloy M963. Mater Sci Eng A, 2004, 380: 340-348.

撰稿人：徐庭栋

钢铁研究总院

介观环中的持续电流的实验观测值与理论值有较大差距的疑难

Unsolved Problem of the Persistent Current in Mesoscopic Ring

Butticker, Imry 和 Landauer 三人从理论上预言，在介观尺度的含有无序的导体环中，可以通过穿过环的磁通量，产生持续电流[1]。Levy 等用 10^7 个介观铜环的系统观测到了持续电流[2]，紧接着，Chandrasekhar 等人用单个介观金环的实验也观测到了持续电流[3]。后来，Mailly 等用 GaAs-AlGaAs 做成的单个环做实验，也观察到了环中的持续电流[4]。 但是，实验上观测到的持续电流，在金属区的结果[2,3]比理论计算值大得多(大 1~2 个数量级)。后来有大量的理论文章，如在正则系综中引入多通道[5]或考虑库仑相互作用[6]等等，但均未能成功解决该问题。因此，为什么在金属区，实验上观测到的持续电流比理论计算值大得多，仍是一个没有解决的问题。

参 考 文 献

[1] Buettiker M, Imry Y, Landauer R. Phys Lett A, 1983, 96: 365.

[2] Levy L P, Dolan G, Dunsmuir J, Bouchiat H. Phys Rev Lett, 1990, 64: 2074.

[3] Chandrasekhar V, Webb R A, Brady M J, Ketchen M B, Gallagher W J, Kleinsasser A. Phys Rev Lett, 1991, 67: 3578.

[4] Mailly D, Benoit A, Benoit A. Phys Rev Lett, 1993, 70: 2020.

[5] Schmid A. Phys Rev Lett, 1991, 66: 80； von Oppen F, Riedel E K. Phys Rev Lett, 1991, 66: 84; Altshuler B L, Gefen Y, Imry Y. Phys Rev Lett, 1991, 66: 88.

[6] Eckern U, Schmid A. Europhys Lett, 1992, 18: 457.

撰稿人：李有泉

浙江大学物理系

交 换 偏 置

Exchange Bias

铁磁/反铁磁(FM/AFM)复合系统在外磁场中从高于反铁磁体奈尔温度冷却到低温后，铁磁层的磁滞回线将沿磁场方向偏离原点，其偏移量称为交换偏置场(He)，同时伴随着矫顽力(Hc)的增强，这一现象被称为交换偏置效应，也被称作系统存在单向各向异性[1, 2]。在巨磁电阻器件的实用化过程中，铁磁/反铁磁双层膜中的交换偏置起了重要作用[3, 4]。例如，基于铁磁/反铁磁双层膜可以设计高密度的自旋阀磁读写头；交换偏置双层膜也是目前广为关注的磁随机存储器(MRAM)的基本结构。另一方面，铁磁/反铁磁系统交换偏置效应本身包含很多复杂和深刻的物理过程和性质。例如，矫顽场的增强、磁“锻炼”效应等。其特征与铁磁层、反铁磁层材料、厚度、结构取向以及掺杂、温度、生长顺序以及工艺条件等密切相关。许多基本物理问题尚未得到彻底澄清，对具体应用也造成制约。因此，交换偏置受到人们的广泛关注，是凝聚态物理中的重要研究课题。

目前，实验和理论研究普遍表明，FM/AFM 双层膜中的交换偏置是一种界面效应。从实验上看，FM/AFM 双层膜中的交换偏置一般反比于 FM 层的厚度；但与 AFM 层厚度的关系相对比较复杂，对 AFM 层存在一临界厚度，当 AFM 层厚度小于其临界值时，He 趋向于零，当 AFM 层厚度大于其临界值时，He 将随着 AFM 层厚度急剧上升，并趋于饱和；交换偏置场将随着温度的升高而逐渐地减小，当温度等于某一临界值时交换偏置消失，这一温度被称为截止温度 T_b；系统矫顽场也是温度的函数，但在 T_b 附近矫顽场的曲线出现一个峰值。实验还表明，场冷过程中是铁磁磁化强度的方向而不是冷却场的方向决定交换偏置的方向；对于大多数 FM/AFM 双层膜，当铁磁层在冷却场中趋于饱和时，冷却场的大小对交换偏置的影响很小甚至没有影响。从理论研究上看，研究方法包括唯象途径和从头算起的微观途径。对唯象途径[5, 6]，目前主要是自由能变分法(包括随机场模型、界面畴壁模型及自旋跳转垂直界面耦合模型)等，但它们不能很好地考虑边界效应、反铁磁界面钉扎的不均匀以及界面微结构，还存在各自的局限性，例如，随机场模型过分地依赖于所引进的随机场大小；而界面畴壁模型不能说明界面为补偿界面时存在交换偏置等。对微观途径[7~9]，从头算法、Monte Carlo 模拟法能很好地考虑边界效应、反铁磁界面钉扎的不均匀以及界面微结构等。变分 Monte Carlo 模拟法也模拟出了反铁磁层内畴结构及其变化，并得到了它对系统的交换偏置及矫顽场增强的影响。

但由于系统的复杂性以及计算机能力的限定,采用这些数值方法计算所得到的结果在物理上难同实际系统进行比较。总而言之，对交换偏置效应，无论是实验还是理论方面，都需要科学工作者继续投入力量去解决物理机理问题，从而为应用提供更为广阔的前景。

参 考 文 献

[1] Meiklejohn W H, Bean C P. Phys Rev, 1956, 102:1413; Phys Rev, 1957, 105:904.
[2] Malozemoff A P. Phys Rev B, 1987, 35: 3679; Phys Rev B, 1988, 37:7673.
[3] Mauri D, Kay E, Scholl D, Howard J K. J Appl Phys, 1987, 62: 2929.
[4] Stiles M D, McMichael R D. Phys Rev B, 1999, 59: 3722.
[5] Noges J, Schuller I K, Magn J. Magn Mater, 1999, 192: 223.
[6] Kiwi M, Magn J. Magn Mater, 2001, 234: 584.
[7] Koon N C. Phys Rev Lett, 1997, 78: 4865.
[8] Schulthess T C, Butler W H. Phys Rev Lett, 1998, 81: 4516.
[9] Hu J, Jin G, Hu A, Ma Y. Euro Phys J B, 2004, 40: 265.

撰稿人：胡经国[1,2]　金国钧[1]
1 南京大学物理系
2 扬州大学物理科学与技术学院

固体材料的轨道磁性

Orbital Magnetization of Solids

磁性是材料的重要物性。研究材料磁性的起源及计算的方法是凝聚态物理的重要研究课题。在非相对论极限下，材料的磁性可以分为两种贡献：自旋磁性和轨道磁性。自旋磁性由电子的自旋贡献：由于体系中存在自旋的交换作用，不同电子的自旋取向在一定条件下会形成长程关联，从而产生在宏观可观测的磁性现象。另一方面，电子在材料中有轨道运动，如果轨道运动具有非零的轨道角动量，也会贡献相应的轨道磁性。一般认为，材料中的磁性由自旋磁性主导，这是因为电子的轨道运动受固体材料中晶格势的影响，会发生所谓的轨道角动量淬灭现象。正因为如此，现有的理论研究主要集中在自旋磁性方面，对其起源已有较为深刻的认识。利用从头计算方法如自旋密度泛函理论，可以精确计算许多材料的磁化强度。

然而，对于一大类具有强自旋-轨道耦合的材料体系，轨道磁性的贡献不可忽略。例如，实验研究表明，以 $SmAl_2$ 为母体的一大类材料的轨道磁化强度甚至可以超过自旋磁化强度[1]。如何计算这些材料的轨道磁性？实际上，理论上对轨道磁性的研究十分稀少。传统的从头计算方法依靠一些半经验的算法估计轨道磁性的大小，计算的结果与实验值的比较往往有较大的偏差。

理论上研究轨道磁性的一个难点在于轨道磁矩的量子算符在空间上是非局域的，这与自旋磁矩不同。它意味着直接计算轨道磁矩算符在宏观固体材料中期待值是不可行的，而必须采用一些间接的方法。理论上最近取得了一些进展，例如，利用准经典波包动力学的方法可以推出固体材料的轨道磁矩公式，在这个公式中，不仅有局部原子轨道的贡献，还有电子大范围轨道运动的贡献[2]。这个公式的正确性被后续的研究证实[3,4]。

理论上的另一个难点是如何计入电子-电子相互作用的影响。在真实的材料体系中，电子-电子相互作用是无处不在的，实际上，电子-电子相互作用正是前述的自旋交换作用的起源。类似的，电子-电子相互作用也会导致不同电子轨道之间的交换相互作用。实际计算中，利用自旋密度泛函理论的从头计算方法可以较为准确地计入由于电子-电子相互作用引起的自旋交换相互作用，从而实现对自旋磁性的精确计算。然而，这一方法没有计入轨道交换相互作用，直接利用它来计算轨道磁性将会有较大的误差。为了解决这一问题，有必要推广密度泛函理论。注意到轨道磁性实际上是由体系内部的局部电流密度产生，为了计算轨道磁性，密度泛函理论

必须加于推广以包含局部电流密度，即系统基态能量不仅是体系局部电子/自旋密度的泛函，还是局部准电流密度的泛函。这就是所谓的自旋流密度泛函理论[5]。理论上可以证明前述的轨道磁性公式在自旋流密度泛函理论的框架下严格成立，从而也适用于有电子-电子相互作用的体系[4]。

与传统的密度泛函理论相比，自旋流密度泛函理论的发展还处在初始阶段，如何采用一个合适的流密度泛函，从而获得较高的实际计算精度，在理论上还是一个未解决的问题。同时，这个问题具有半经验的性质，需要通过对实际材料体系的计算来总结经验，从而提高泛函的质量。目前，利用自旋流密度泛函理论和轨道磁性公式计算实际材料的结果与实验的结果仍有较大的差距[6]，如何改善轨道磁性计算的精度将是一个重要的研究问题。

参 考 文 献

[1] Adachi H, Ino H. A ferromagnet having no net magnetic moment. Nature, 1999, 401: 148-150.

[2] Xiao D, Shi J, Niu Q. Berry phase correction to electron density of states in solids. Phys Rev Lett, 2005, 95: 137204.

[3] Thonhauser T, Ceresoli D, Vanderbilt D, Resta R. Orbital magnetization in periodic insulators. Phys Rev Lett, APS, 2005, 95: 137205.

[4] Shi J, Vignale G, Xiao D, Niu Q. Quantum Theory of orbital magnetization and its generalization to interacting systems. Phys Rev Lett, APS, 2007, 99: 197202.

[5] Vignale G, Rasolt M. Current-and spin-density-functional theory for inhomogeneous electronic systems in strong magnetic fields. Phys Rev B, 1988, 37: 10685.

[6] Ebert H, Battocletti M, Gross E K U. Current density functional theory of spontaneously magnetised solids. Europhys Lett, 1997, 40: 545.

撰稿人：施均仁

中国科学院物理研究所

高温超导体中的涡旋玻璃相

Vortex Glass Phase in High-T_C Superconductors

大规模超导体的工业化应用显著地依赖于低温损耗可接受的温度下较高的无损耗电流输运[1]。就温度而言，铜氧化物高温超导体最具潜在的应用前景。在 Ginzbug-Landau 的超导理论的基础上，Abrikosov 建立了在磁场下的第二类超导体理论[2]：在磁场高于下临界场时，磁场以磁通量子的形式穿透超导体，并形成具有长程序的磁通(涡旋)格子，开创了研究第二类超导体的先河。Abrikosov 和 Ginzbug 因此荣获 2003 年诺贝尔物理学奖。现在，Abrikosov 图像随两个极其重要且不相关的领域的发展而改变。一是高温超导体(极端的第二类超导体)的问世。高温超导体是掺杂的超导体，点缺陷(淬火无序)不可避免地存在，因而会破坏磁通格子的长程序[3]。另一是随机系统，特别是自旋玻璃系统和随机场系统的重要进展[4]。类似于自旋玻璃，Fisher 等提出[5]，在较高无序度下，第二类超导体的低温涡旋系统可能是一个具有某种玻璃序的涡旋玻璃相(一种真正的热力学相)，约束磁通运动的能量势垒为无穷大，线性电阻为零，系统是真正超导的(可输运无损耗电流)。但是,该问题至今在理论与实验上尚未定论[6~11]。

XY 规范玻璃模型[8]已被广泛地用来研究超导体的涡旋玻璃相变[7]，一些根本问题仍未取得共识。其下临界维度是 3 还是低于 3 仍不清楚。另一方面，三维规范玻璃模型是各向同性的，并且没有净磁场，它能否完全描述在磁场下具有层状结构各向异性的高温超导体的低温涡旋相值得仔细深入地研究。通过测量的电流－电压的动力学标度分析，许多实验给出了存在这种涡旋玻璃相的证据[7]，但这种方法有一定的任意性，其结果仍然存在广泛争论[9,10]。

对超导体的涡旋玻璃的研究，不仅具有重要的基础研究意义，对超导体的强电应用也具有重大的参考价值，因而是当今物理学和材料科学的研究热点。

参 考 文 献

[1] Labalestier, et al. Nature, 2001, 414: 368; Gammel, et al. Nature, 2001, 411: 434.
[2] Abrikosov，Zh. Eksp. Teor Fiz, 1957, 32: 1442. [Sov Phys JETP, 1957, 5: 1174]
[3] Blatter, et al. Rev Mod Phys, 1994, 66: 1125.
[4] Young. Spin Glass and Random fields. Singapore: World Scientific, 1998.
[5] Fisher. Phys Rev Lett, 1989, 62: 1415; Fisher, Huse. Phys Rev B, 1991, 43: 130.
[6] Nattermann, et al. Adv Phys, 2000, 49: 607.

[7] Koch, et al. Phys Rev Lett, 1989, 63: 1511; Petrean et al. Phys Rev Lett, 2000, 84: 5852; Sullivan, et al. Phys Rev B, 2004, 69: 214524.
[8] Reger, Tokuyasu, Young, Fisher. Phys Rev B, 1991, 44: 7147; Kosterlitz, et al. Phys Rev Lett, 1998, 81: 4672; Akino, et al. Phys Rev B, 2002, 66: 054536; Chen Q H. Europhys Lett, 2008, 84: 64001.
[9] Lidmar. Phys Rev Lett, 2003, 91: 097001; Olsson. Phys Rev Lett, 2003, 91: 077002; Rodriguez. Phys Rev B, 2004, 69: 100503 (R); Chen Q H. Phys Rev B, 2008, 78: 104501.
[10] Strchan, et al. Phys Rev Lett, 2001, 87: 067007; Landau, Ott. Phys Rev B, 2002, 65: 064511. Bustingorry, et al. Phys Rev Lett, 2006, 96: 027001.

撰稿人：陈庆虎
浙江师范大学物理系

高温超导体的配对机制是什么？

What Is the Pairing Mechanism of High Temperature Superconductivity?

“如能在常温下，如 300K 实现超导电性，则现代文明的一切技术都将发生变化。”(已故材料学家 Matthias 语)。1986 年高温铜氧化物超导体的发现，作为 20 世纪科学上最伟大的发现之一，揭开了常温超导梦想的序幕。超导材料在能源、交通、电子技术、医疗、科学仪器、国防技术等方面有广泛的应用，作为具有重大发展潜力的应用技术，各主要国家的政府与企业界都投入较大力量，竞争十分激烈。国外工业界预测，到 2020 年世界范围超导产品的产值将从目前的 10~15 亿美元发展到 1500~2000 亿美元。就我国自身的发展而言，应用超导技术在医疗仪器、科学仪器、电子技术等有广泛的需求，对推动能源、交通、通讯等领域是非常迫切和重要的。

BCS 理论是第一个成功的微观超导理论，它很好地解释了大多数元素的超导性质。但，远高于液氮的转变温度，正常态能隙……，这些高温超导体的奇异行为，使 BCS 理论遇到挑战。这些现象促使我们重新寻求解决问题的途径，20 年来，科学家们做出了很多的努力，但是非常遗憾，迄今为止，高温超导体的机制仍然是个迷，氧化物体系的复杂性让寻找更高的转变温度(T_C)陷入困境。

传统材料中，占主导力量的相互作用较单一，使理论求解大大简化。但是在高温超导体系中，晶格振动、库仑力、磁耦合、动能等彼此影响，使得电子之间产生很强的关联效应，大大增加了系统的复杂性，Hubbard 模型，T-J 模型等虽然给出了一些基本理论框架，但都只能符合部分的实验结果，没有一个系统的理论解释。目前认为，高温超导体的电子也是以库珀对的形式存在(BSC 理论中两个电子由于交换虚声子而产生吸引，当这一引力超过库仑斥力时，电子双双结合成库珀对，产生了传统的各种超导现象)，但是配对的机制有很大的争论。目前电子间的相互作用主要可分为两类: 一种是基于 BCS 理论的晶格振动，一种是反铁磁自旋激发。角分辨光电子能谱(ARPES)、扫描隧道显微镜(STM)、非弹性中子散射(INS)等实验手段对不同的结论都各有支持，使得真相更加扑朔迷离。

超导体材料的频频发现和临界温度的不断升级，既给科学家带来喜悦 (5 次诺贝尔物理学奖，10 人获奖(1913，1972，1973，1987，2003))，又引起了新的困惑，原来十分清楚的理论解释如今变得模糊不清。高分辨率的仪器，高质量的晶体，以

及更系统的理论研究，使人们期待“这座科学上尚未建成的通天塔”(P. W. Anderson 语) 早日完成，指导我们去寻找更为实用的常温超导材料。

参 考 文 献

[1] Lee J et al. Nature, 2006, 442: 546-550.

[2] McQueeney R J, et al. Phys Rev Lett, 1999, 82: 628-631.

[3] Lanzara A, et al. Nature, 2001, 412: 510-514.

[4] Norman M R, et al. Phys Rev Lett, 1997, 79: 3506-3509.

[5] Niestemski F C, et al. Nature, 2007, 450: 1058.

撰稿人：封东来

复旦大学应用表面物理国家重点实验室

高温超导隧道结的制备技术

Fabrication Technology of High Temperature Superconducting Tunnel Junctions

超导隧道结作为超导电子学的一个关键部分,在常规低温超导体中已经发挥了十分重要的作用。这也是多元氧化物高温超导体发现以来,各国研究机构投入相当的力量进行高温超导隧道结研究的主要理由。从某种意义上说,高温超导隧道结的研究进展既是高温超导电子学应用的关键,也是高温超导材料机理解明和应用成功的重要途径之一。这一问题的解决,不仅会为高温超导材料机理的解明提供重要的研究方法和实验手段,而且对射电天文、环境监测、安全保密、生命科学、医疗保健、计量标准、通信等领域的学术和应用均具有十分重要的意义,直接关系到我国的国民经济、国防以及在相关先端领域技术和知识产权的储备,是迫切需要进行基础和应用基础研究的创新领域。虽然通过努力,高温超导薄膜和器件的制备工艺等已经有了巨大的进步,但由于高温超导体非常小的相干长度和高的各向异性以及相关器件机理没有得到很好的理解等,使得高温超导薄膜型隧道结的制备至今尚未如愿,这给高温超导电子学应用推广和材料机理解明等造成了极大的障碍。

国际上,除了美国的一些研究机构,如美国斯坦福大学、阿贡(Argonne)国家实验室、国家标准化与技术局(NIST)外[1~3],欧洲和日本、韩国等许多研究机构也投入了很大的人力、物力和财力来开展高温超导隧道结及其物理机理和应用的基础研究。在欧洲主要有德国埃尔兰根-纽伦堡(Erlangen-Nurnberg)大学 P. Mueller 教授和 A. V. Ustinov 的研究小组以及蒂宾根(Tuebingen)大学 R. Kleiner 教授的研究小组等[4,5]、英国伦敦大学学院(University College London) P. Warburton 教授和剑桥大学 M. G. Blamire 教授的研究小组[6,7]、瑞典查尔姆斯(Chalmers)理工大学 T. Claeson 教授的研究小组[8,9]、意大利萨勒诺大学[10]等等,在日本有筑波大学、宇都宫大学、物质材料研究机构、电气通信大学[11,12]等,在韩国有浦项工科大学 H. J. Lee 教授的研究小组[13]等,我国也有南京大学、中科院物理所[14]等研究小组,由此也可见这一问题解决的重要性和必要性。

考虑高温超导器件制备工艺的研究进展,高温超导隧道结的制备技术显然是一个可以进一步研究的新课题。主要研究内容包括对高温超导材料和势垒材料薄膜生长技术、图形成型微加工技术、结型器件的设计、制备工艺和检测技术的研究以及物理机理的理解等方面,可以从实验工艺和物理机理两个方面进行研究。

参 考 文 献

[1] Fang A C, Capriotti L, Scalapino D J, Kivelson S A, kaneko N, Greven M, Kapitulnik A. Phys Rev Lett, 2006, 96: 017007/1-4.

[2] Welp U, Koshelev A E, et al. Science, 2007, 23: 1291-1293.

[3] Yu I, Latyshev A E, Koshelev, Bulaevskii L N. Phys Rev B, 2003, 68: 134504

[4] Ustinov A V. Appl Phys Lett, 2002, 80: 3153.

[5] Goldobin E, Sterck A, Gaber T, Koelle D, Kleiner R. Phys Rev Lett, 2004, 92: 057005.

[6] Warburton P A, Kuzhakhmetov A R, Burnell G, Blamire M G, Schneidewind H. Phys Rev B, 2003, 67: 184513.

[7] Warburton P A, et al. J Appl Phys, 2004, 95: 4941.

[8] Yurgens A, Winkler D, Claeson T, Ono S, Ando Y. Phys Rev Lett, 2003, 90: 147005.

[9] Bauch T, et al. Science, 2006, 311: 57-60.

[10] Cucolo A, Di Leo R, Nigro A, et al. Phys Rev Lett, 1996 Mar 11; 76(11): 1920-1923.

[11] Wang H B, Hatano T, Yamashita T, Wu P H, Muller P. Appl Phys Lett, 2005, 86: 023404.

[12] Okabe H, et al. Electronics and communications in Japan (Part II: Electronics), 2007, 76: 66.

[13] Bae M H, Lee H J. Phys Rev B, 2004,70: 52506.

[14] Wu P H, You L X, Chen J, et al. Physica C, 2004, 405: 65-69.

撰稿人：陈　健

南京大学电子科学与工程系

高温超导电性机理

Mechanism of High Temperature Superconductivity

普通的低温超导电性的基础是系统首先形成费米液体，然后电子-电子之间借助于电子-声子耦合而相互吸引形成电子的库珀对，这些电子的库珀对玻色凝聚后形成没有电阻的超导态。这个低温超导电性理论是由美国物理学家巴丁(J. Bardeen)-库珀(L.N. Cooper)-施里夫(J.R. Schrieffer)于 1957 年创立，因而称之为 Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) 理论[1]。为了提高超导转变温度，BCS 理论告诉人们应当寻找在费米面附近电子态密度高并有强的电子-声子相互作用的好金属[1]。一般而言，好的金属都不是强电子关联系统。然而，1986 年实验上发现氧化物高温超导材料则标志着强关联系统与高温超导电性研究热潮的开始[2,3]。在此之前，强关联系统的研究被认为是一个重要的次要方面，而且大多数严肃的从事多体物理研究的理论工作者相信费米液体理论可以适用于大部分人们感兴趣的材料[3]。但是氧化物高温超导材料的发现改变了人们的这种看法，这是因为氧化物高温超导材料是典型的强关联系统，同时又是一种高度各向异性的材料，支配其物理性质的主要是在这些材料中共有的铜－氧平面里电子的强关联效应，这里强的量子涨落和电子关联导致了氧化物高温超导材料的正常态显示一系列与费米液体性质完全不同的反常物理行为[4]。这些正常态的反常物理行为也似乎告诉人们超导材料的正常态是费米液体的材料并不能导致高的超导转变温度。与普通低温超导电性的 BCS 理论的预言相反，氧化物高温超导电性也说明了强的电子关联反而有利于超导电性。氧化物高温超导材料的超导态具有 d 波对称性[5]，而不是普通的低温超导材料超导态中的 s 波对称性[1]。但是在普通的低温超导材料的超导态和氧化物高温超导材料的超导态中一个普适的方面是这些超导基态都是由电子的库珀对玻色凝聚而形成[1,4,5]，虽然在氧化物高温超导材料中电子是如何形成电子库珀对的超导机理仍然不清楚。经过 20 余年的艰苦努力，人们虽然对于氧化物高温超导材料的一些物理性质有了一些理解，但是完整的高温超导电性理论仍然没有建成，反映了这个问题的深度和难度。现在人们相信高温超导机理的解决可以带动一大类强关联系统中物理问题的解决。

参 考 文 献

[1] Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R. Phys Rev, 1957, 108: 1175; Schrieffer J R. Theory of Superconductivity, New York: Benjamin, 1964.

[2] Bednorz J G, Muller K A. Z Phys B, 1986, 64: 189.

[3] Anderson P W, Schrieffer J R. Phys Today, June, 1991: 54-61.
[4] Shen Z X, Dessau D S. Phys Rep, 1995, 253: 1; Kastner M A, Birgeneau R J, Shirane G, Endoh Y, Rev Mod Phys, 1998, 70: 897; Damascelli A, Hussain Z, Shen Z X. Rev Mod Phys, 2003, 75: 473.
[5] Tsuei C C, Kirtley J R. Rev Mod Phys, 2000, 72: 969.

撰稿人：冯世平[1]　张　酣[2]
1 北京师范大学物理系
2 北京大学物理学院

高温超导材料中的等离子体振荡和太赫兹辐射

Plasma Oscillation and Terahertz Irradiation in High Temperature Superconductors

1992 年，日本东京大学的 S. Uchida 研究小组利用远红外反射谱实验观测到了在某一频率以上电磁波能穿入高质量的高温超导单晶[1]，类似于远红外频段高通滤波器的功能，而高温超导体由于其强烈的各向异性的层状结构，在实验中通过直流电流－电压特性的测试，证实了其固有约瑟夫森(Josephson)效应[2]，此效应可导出约瑟夫森等离子体振荡频率。M. Tachiki 研究小组从约瑟夫森等离子体振荡理论解释了上述远红外的实验结果，并提出了纵向等离子体振荡的概念[3]。同时预言此振荡可产生大功率的电磁波辐射[4]。由于高温超导体所计算的等离子体振荡频率在太赫兹波段，因此这一理论预期了实现大功率太赫兹信号源的可能性。成为国际上许多研究小组开展相关实验研究的理论依据和动力[5~7]。国际上从 1997 年起组织了专门的国际会议[8, 9]，定期交流研究进展等。尽管作了相当大的努力，但在太赫兹信号辐射上长期无法得到明显的证实。2007 年底美国阿贡(Argonne)国家实验室和日本的筑波大学等研究小组组成的联合研究群体发表了用高温超导体来产生太赫兹信号的实验结果[10]。但其功率远小于理论预期的结果，且无需直流磁场等，使得其结果无法用上述等离子体振荡理论来合理解释，加上至今没有其他研究小组的重复性实验结果报道等，使得这一问题成了至今没有解决的难题。

解决这一难题，关键是能从实验上实现理论所要求的电磁场边界条件及电磁波的较好耦合，从而得到理论预期的太赫兹波的较大功率辐射输出。主要研究内容包括高温超导等离子体振荡基本规律的深入研究、等离子体振荡与外加太赫兹辐照的相互作用的理论和实验研究、电磁波在高温超导体内的传播规律的研究以及太赫兹波辐射检测的技术研究等。全面地研究这些问题，不仅具有重要的理论意义，同时也能为实现实用新型太赫兹器件打下基础。

参 考 文 献

[1] Tamasaku K, Nakamura Y, Uchida S. Phys Rev Lett, 1992, 69: 1455-1458.

[2] Kleiner R, et al. Phys Rev Lett, 1992, 68: 2394-2396.

[3] Tachiki M, Koyama S, Takahashi S. Phys Rev B, 1994, 50: 7065.

[4] Matsuda Y, et al. Phys Rev Lett, 1995, 75: 4512.

[5] Yurgens A, Winkler D, Claeson T, Ono S, Ando Y. Phys Rev Lett, 2003, 90: 147005.
[6] Wang H B, Hatano T, Yamashita T, Wu P H, Muller P. Appl Phys Lett, 2005, 86: 023404.
[7] Bae M H, Lee H J, Phys Rev B, 2004, 70: 52506.
[8] Tachiki M, Yamashita T. Proceeding of the 1st RIEC international symposium on intrinsic josephson effects and THz plasma oscillations in high-T_C superconductors. Special Volume of Physica C, 1997: 293.
[9] Tachiki M, Yamashita T. Proceeding of the 2nd JST international symposium on intrinsic josephson effects and plasma oscillations in high-T_C superconductors. Special Volume of Physica C, 2001: 369.
[10] Welp U, Koshelev A E, et al. Science, 2007, 23: 1291-1293.

撰稿人：陈　健
南京大学电子科学与工程系

菲波纳契双螺旋是锥面上的最小能量构型吗？

Are the Fibonacci Parastichous Spirals a Least-Energy Configuration on Conical Surface?

大自然中的许多结构可以看做是全同单元在一定约束条件下(比如，要求能量最低，或使用原料最少，或达成最有效的公平等)排列的结果。给定了约束条件， 即排列的规则，最终获得的结构则由体系所占据空间的几何性质所决定。 理想晶体就被看做是全同单元 —— 单元间的相互作用势可以有多样的形式——在无限空间中的密堆积。金、银、铜、铝等金属晶体为面心立方结构，可模型化为刚球在三维空间的密堆积。但是，相互间作用为球对称势的全同单元，其在三维空间的能量最低构型是面心立方结构吗？对这个问题的数学证明至今未能给出。与之对应的二维平面内全同刚球密堆积为六方密堆积结构，其数学证明由 Axel Thue 早在 1892 年就已经给出。

二维球面上全同粒子间通过库仑势相互作用的密堆积问题在文献中被称为 Thomson 问题，是 1904 年 J.J.Thomson 为研究原子核外电子分布最先提出来的[1]。如果把 $\propto 1/r$ 的库仑势替换为更具一般性的 $\propto 1/r^s, s \geqslant 1.0$, 则称为广义 Riesz 问题，但许多场合下人们还是将球面上的密堆积问题笼统地称为 Thomson 问题。Thomson 问题受到了广泛的关注，得到了系统的理论和数值研究。粗略地说， 粒子数不大的 Thomson 问题的解为以十二个尽可能分开的五聚体(pentamer)为特征的三角铺排结构，而粒子数较多时，则会出现附加的五聚体-七聚体链(pentamer-heptamer chain)[2,3]。前者的典型例子有富勒碳球，球形花托上的小花(floret) 分布(图 1)等



图 1 球状花托上小花的三角铺排花样

等；后者则在放射虫(radiolarian)、胶体颗粒团簇和应力点阵上能观察到[3]。

还有一类更神奇的铺排花样引起了人们的广泛关注，这就是菲波纳契螺旋花样，即其排布结构既可以看做是一组逆时针的螺旋，同时又可以看做是一组顺时针螺旋，且螺旋的数目必定是菲波纳契数列(F_n=1, 1, 2, 3, 5, 8, 13, 21, 34, 55,…即每一项都是其前两项之和)中相邻的两个数，于是这样的螺旋结构也就用两个相邻的菲波纳契数来标记。常见的例子有松果、菠萝、雏菊、向日葵等。向日葵种子的菲波纳契螺旋结构，根据其花盘的大小，可以是 13×21 直到 89×144。利用应力工程技术，笔者同李超荣教授、纪爱玲博士一起用无机物在微米尺度上获得了多组菲波纳契螺旋结构(图 2)，从而在实验上给出了菲波纳契螺旋这种在生命现象里经常出现，且甚至被认为是同生命现象密切联系的结构不过就是给定几何下(有一定锥度的曲面上)的弹性能最小构型的实验证明[4,5]。因此，在回答 Physorg 网站采访时， 笔者将这个猜想清楚地表述出来。这个猜想在一部分生物学家、生物化学家那里遇到了阻力，而另一部分生物学家则感到非常兴奋。实际上， S. Wolfram 的书中可找到相当多的植物学上的证据[6]。但是， 如何从数学上对这一猜想加以证明呢？令人鼓舞的是，这一猜想引起了国际上一些数学家的注意，美国 Oklahoma 大学的一组数学家就把菲波纳契螺旋结构可能是锥面上全同圆盘的密堆积结构列为他们感兴趣的二十个数学猜想的第十五项[7]。

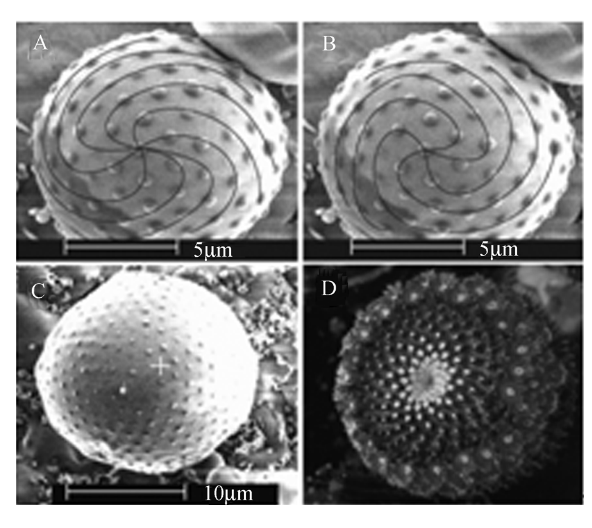


图 2　用无机物通过应力工程实现的微米大小的菲波纳契螺旋花样[4]

此外，注意到菲波纳契螺旋结构还是有手性的，即用一组相邻的菲波纳契数标记的螺旋结构既可以是逆时针螺旋的数目是较多的，也可以是顺时针螺旋的数目是较多的。松果就能表现出这两种手性的结构(图 3)，且发生的概率大致是相同的[8]，而在其他一些物种中两者可能概率不同，甚至只出现单一手性的菲波纳契螺旋结构。 那么，什么因素牵动(tip)了结构形成的过程使得最终的花样获得了某个特定的手性呢？这个问题我们投稿时多次被问到。笔者猜想对锥面上朝向锥尖的全同圆盘密堆积过程中，改变圆盘的尺寸应能观察到手性的交替变化。这个猜想是否正确，也有待未来的实验或理论上的证实。



图 3 松果鳞片的菲波纳契螺旋结构表现出两种手性[8]

参 考 文 献

[1] Thomson J J. Phil Mag, 1904, 7: 237.
[2] Bausch A R, Bowick M J, Cacciuto A, Dinsmore A D, Hsu M F, Nelson D R, Nikolaides M G, Travesset A, Weitz D A. Science, 2003, 299: 1716.
[3] Li C R, Dong W J, Lei Gao, Cao Z X. Stressed triangular lattices on microsized spherical surfaces and their defect management. Appl Phys Lett, 2008, 93: 034108.
[4] Li C R, Zhang X N, Cao Z X. Triangular and Fibonacci number patterns driven by stress on core/shell microstructures. Science, 2005, 309: 909-911.
[5] Li C R, Ji A L, Cao Z X. Stressed Fibonacci spiral patterns of definite chirality. Appl Phys Lett, 2007, 90: 164102.
[6] Wolfram S. A new kind of science. Wolfram Media, 2002.
[7] www.math.ou.edu/~jalbert/courses/projects.pdf
[8] Klar A J S. Fibonacci's flowers. Nature, 2002, 417: 595.

撰稿人：曹则贤
中国科学院物理研究所

二维石墨中的电导率极小问题

Conductivity Minimum in Two-Dimensional Graphene

单层石墨(Graphene)是最近实验上制备成功的一种新型电子材料[1]，具有很好的导电性，可以维持很强的电流密度。容易通过改变门电压调节载流子浓度，并从电子型导体连续变换到空穴型导体。单层石墨被普遍认为可能在电子器件领域将有非常广泛的用途。另一方面，单层石墨的低能量电子色散关系和相对论零质量狄拉克方程色散关系相同，可以看成是相对论狄拉克量子力学在凝聚态物理中的实现。根据安德森局域化理论，在没有磁场和自旋-轨道耦合的条件下，二维系统的电子应该处于局域化状态，电导率在零温下为零。但是，实验上发现二维石墨系统中的电子可能是处于临界扩展状态或者微弱的局域化状态，和传统二维电子气不同。单层石墨的电导率在零温存在一个非零有限的最小值，约为 $4e^2/h$。

较早的理论工作[2]假定狄拉克电子在狄拉克点附近不发生局域化，采用微扰计算，获得的最小电导率大致为 e^2/h，较实验值小很多。另外一些作者[3]认为石墨中长程带电杂质散射对电阻起主要贡献，但计算发现最小电导率对电子-电子的库仑屏蔽作用很敏感，而没有给出确定值。近期的严格标度计算[4]表明，对于格点的能量无序，二维石墨中的电子是局域化的。但如果略去格点能量无序，假定电子在格点之间跃迁积分存在无序，则电子在狄拉克点上退局域化，但离开狄拉克点仍然为局域化的。这种情况下，计算获得的最小电导率，约为 $4e^2/h$。最近有工作[5]讨论，二维石墨的电子退局域化和最小电导率可能源于电子-电子的库仑相互作用。目前对于石墨中电子是否处于扩展态，以及最小电导率的物理起源还没有定论，是一个需要进一步深入研究的难题。

参 考 文 献

[1] Geim A K, Novoselov K S. Nat Mater, 2007, 6: 183.

[2] Ludwig A W W, et al. Phys Rev B, 1994, 50: 7526; Shon N H, Ando T. J Phys Soc Jpn, 1998, 67: 2421; Ando T. ibid, 2006, 75: 074716.

[3] Nomura K, MacDonald A H. Phys Rev Lett, 2007, 98: 076602.

[4] Xiong S J, Xiong Y. Phys Rev B, 2007, 76: 214204.

[5] Herbut I F, Juricic V, Vafek O. Phys Rev Lett, 2008, 100: 046403.

撰稿人：盛　利

南京大学物理系

二维电子系统在零磁场下的金属-绝缘体转变问题

Metal-Insulator Transition in Two-Dimensional Electron Systems at $B = 0$

传统认为，在二维电子系统中，在没有磁场或者自旋-轨道耦合条件下，由于安德森局域化，在绝对零度时不可能存在金属相。但是最近有一系列实验表明在载流子密度很低的二维电子系统中，发生了金属-绝缘体转变[1]。最早的清晰显示二维系统中金属-绝缘体转变的实验是 Kravchenko 等在 1994 年和 1995 年做出的[2]。他们使用了高纯度二维电子气，T=4.2K 时的迁移率高达 $4\times10^4\text{cm}^2/\text{Vs}$，载流子密度很低，约为 10^{11}cm^{-2}。他们把具有不同载流子浓度的不同样品的电导率对温度的依赖关系放在一起比较。发现这些二维系统的电导率随温度的变化关系清楚显示两个分支的标度行为。一支表现为金属行为，另一支为绝缘体行为。迄今为止已经有很多实验组用不同的材料和样品测量，证实了他们的工作。

一般认为二维电子系统中的金属-绝缘体转变和电子相互作用有关。在实验的低密度条件下，库仑相互作用的特征能量比载流子动能大很多。定量分析表明，实验涉及的低密度区域已经非常接近 Wigner 晶格的低密度极限。此外，通过外加平行于二维平面磁场后的测量显示，外加磁场强烈压制二维电子系统的金属行为，当磁场大到一定程度，金属行为消失，系统在低温下表现绝缘体行为[3]。由于外加平行磁场只能和载流子的自旋耦合，而与载流子轨道运动无关，说明二维电子系统中的金属-绝缘体转变和载流子的自旋自由度紧密相关。

理论上，早在 1984 年，Finkelstein 通过微扰重正化群计算指出，强电子－电子相互作用可能导致二维电子系统在绝对零度时出现有限的电导率，但该理论所采用的微扰方法严格讲不能适用强电子相互作用。Castellani 等认为，如果考虑对能量标度进行重正化，重正化群的计算应该可以适用到一个宽广的温度区域。他们计算得到了一个金属区域，并且能够解释一部分试验[5]。但是他们所预言的霍尔系数对温度的强烈依赖关系在试验上却没有被观察到。Si 和 Varma 也进行了重正化群计算，他们对电子的压缩率进行重正，获得了金属–绝缘体转变，但他们的理论对金属相的性质没有给予描述[6]。此外，还有一些唯象的理论工作。总体而言，目前对二维电子系统中的金属–绝缘体转变还没有一个公认的结论性的理论，进一步的研究工作是迫切需要的。

参 考 文 献

[1] Abrahams E, Kravchenko S V, Sarachik M P. Rev Mod Phys, 2001, 73: 251.

[2] Kravchenko S V, et al. Phys Rev B, 1994, 50: 8039; ibid, 1995, 51: 7038.

[3] Simonian D, Kravchenko S V, Sarachik M P. Phys Rev B, 1997, 55: R13421.

[4] Finkelstein A M. Z. Phys. B: Condens. Matter, 1984, 56: 189.

[5] Castellani C, C. Di Castro, Lee P A. Phys Rev B, 1998, 57: R9381.

[6] Si Q, Varma C M. Phys Rev Lett, 1998, 81: 4951.

撰稿人：盛　利

南京大学物理系

多铁性物理

Physics of Multiferroics

多铁性体(multiferroics)是指具备两个基本功能的物质：一是同时具有铁电性和磁性(特别是铁磁性)，二是铁电性和磁性之间有磁电耦合。这种磁电耦合的核心意义是磁场(电场)变化能够导致铁电极化(磁矩)翻转，实现多功能交互调控。其应用背景与现代信息存储探测处理技术需求密切相关，大多数多铁性体都是复杂过渡金属氧化物。

多铁性研究最早可追溯到伦琴和居里对多铁性物理现象的最初描述，德拜首先提出磁电耦合概念，包括朗道在内的俄罗斯科学家 1950 年代建立了多铁性唯象理论并合成出第一批多铁性体物质。磁电耦合研究的第一个高峰源于 20 世纪 70 年代提出压电/压磁(磁致伸缩)复合材料概念和一系列后续实验研究，目前动态磁电耦合系数可达 100V/(Oe·cm)，已满足实际应用需求。而对单相多铁性体的关注源于 2000 年 Hill 阐述了多铁性材料为什么很少的理论根源[1]，源于 2003 年马里兰研究组在 $BiFeO_3$ 薄膜中观察到“巨”磁电耦合效应[2]。最近的突破是在 $TbMnO_3$、$CoCr_2O_4$、$Ba_2Mg_2Fe_{12}O_{22}$ 等氧化物中观测到磁场导致铁电极化方向改变[3~5]，实现了极化/磁矩相互控制的设想。

由于铁磁性和铁电性在固体理论框架中相互排斥，因此设计与合成多铁性体面临重大物理挑战。从电子结构看，类钙钛矿氧化物的核心是氧配位八面体(BO_6)，其铁电极化来源于 B 位离子与其近邻某一氧离子共价键导致偏离中心对称位置，这需要 B 位离子具有空 d 轨道。而磁性需要具有未完全填充的外层轨道，从而排斥铁电性。另一方面，铁电性对应空间反演对称破缺，而磁性需要时间反演对称破缺，导致铁电/磁性互斥。这两种互斥性虽然未必相互独立，却排除了一大批类钙钛矿过渡金属氧化物具有多铁性的可能。因此，寻找多铁性材料需要避开这两类互斥性，半个世纪的研究历程也说明了这一点。方法之一是合成具有两种结构单元的材料，如 $Pb(Fe_{1/2}^{3+}Nb_{1/2}^{5+})O_3$ 和 $Bi(Fe/Mn)O_3$，一个结构单元贡献铁电性，另一单元贡献磁性，从而避开第一种互斥性。方法之二是考虑对称性破缺，从丰富的自旋失措氧化物中寻找多铁性[6]，其背后的物理在于一些特殊自旋序(如自旋失措螺旋状自旋排列、电荷有序反铁磁自旋排列)能同时导致空间反演破缺，促使金属阳离子相对氧(阴)离子及中心对称位置集体偏离，产生铁电性[3]。这一思路促进了铁电的超自旋流理论诞生[7]。

目前多铁性物理的主要科学问题是：① 对于铁电/磁性较强的多铁性体系如何增强其磁电耦合与相互调控，无论是内禀还是外部的。② 在大量自旋失措体系中寻找铁电极化很大且出现温度也尽可能高的新体系。这些科学问题预示出多铁性研究应该以实际应用为背景，以深刻理解多铁性形成的物理机制为主线，合成出具有强磁电耦合与铁电/铁磁性的多铁性材料体系。

因此，目前多铁性体研究的基本目标是：过渡金属氧化物的物理性质对其精细结构(如氧配位八面体的构型、晶体结构对称、自旋构型等)有强烈依赖性，微小的结构调整可以使其物性实现大的延伸，从而实现磁电耦合与调控。同时，必须寻找新的具有较强自旋-轨道耦合以及多种相互作用竞争的自旋失措体系，包括螺旋自旋体系，实现较高温度下的多铁性。更为重要的是探索能同时破坏空间和时间反演对称性的新体系。在此基础上，合成出若干具有较大铁电性/铁磁性、本征磁电耦合与相互调控、较高使用温度的多铁性新材料。

参 考 文 献

[1] Hill N A. J Phys Chem B, 2000, 104: 6694.
[2] Wang J, Neaton J B, Zheng H, Nagarajan V, Ogale S B, Liu B, Viehland D, Vaithyanathan V, Schlom D G, Waghmare U V, Spaldin N A, Rabe K M, Wuttig M, Ramesh R. Science, 2003, 299: 1719.
[3] Kimura T, Goto T, Shintani H, Ishizaka K, Arima T, Tokura Y. Nature, 2003, 426: 55.
[4] Yamasaki Y, Miyasaki S, Kaneko Y, He J P, Arima T, Tokura Y. Phys Rev Lett, 2006, 96: 207204.
[5] Ishiwata S, Taguchi Y, Murakawa H, Onose Y, Tokura Y. Science, 2008, 319: 1643.
[6] Mostovoy M. Phys Rev Lett, 2006, 96: 067601.
[7] Katsura H, Nagaosa N, Balatsky A V. Phys Rev Lett, 2005, 95: 057205; Sergienko I A, Dagotto E. Phys Rev B, 2006, 73: 094434.

撰稿人：刘俊明
南京大学物理系

电脉冲引起的可逆电阻变化现象

Electric Pulse Induced Reversible Resistance Change Effect

在没有外场(包括磁场、电场、光照、热等)作用时，固体材料的电阻一般是比较稳定的。有很多材料在外场作用下电阻会发生明显的变化，例如，半导体的电阻随电场和磁场改变，磁性材料的电阻随磁场变化等；在去掉外场后，有一些材料的电阻仍然可以保持，具有所谓的“不挥发”特性；如果此时施加极性相反的外场，其电阻发生相应变化并且仍然具有不挥发性，那么，就利用这种电阻(信息)随外场变化并且具有不挥发的特性，制备出不挥发的存储器。这种不挥发存储器与计算机中目前使用的 DRAM/SRAM 是不一样的，后者存储的信息依靠不断地刷新电场来保持，一旦断电信息就会丢失。

目前，人们不同材料中外场引起电阻变化的不挥发特性，已经试制了多种不挥发的存储器，例如，闪存(NAND)利用的是半导体中绝缘栅和电荷捕获的原理，相变存储器(phase change memory)则通过施加电流来引起材料结构从非晶态到晶态的可逆变化，从而产生相应的电阻的原理；磁性内存(magnetoresistive RAM)利用磁性隧道结中电子自旋相关输运过程，铁电内存则基于铁电体极性转变时输运发生变化的过程。总的来说，这些不挥发存储技术的工作原理比较清楚，应用的材料种类比较固定有限。

2000 年，美国休斯顿大学的科学家在纳米氧化物薄膜 (Pr_{1}-$xCa_{x}MnO_{3}$)中发现了巨电致电阻效应(colossal electric-resistance，CER)[1]，在纳秒宽度的外加电压脉冲作用下，存储材料的电阻在低阻态(“0”)和高阻态(“1”)之间可逆转变，变化率可达 1000 倍以上，并且所得到的电阻在去掉外电场后可以保持下来。这些发现引起了国际科技界的极大兴趣，原因是利用这一效应可能发展一种全新的信息存取技术：电阻型随机存取器(resistive RAM, RRAM)，并在性能(包括高读写速度、低功耗、高集成度、多值化等)、成本、制造和应用方面表现出其他不挥发存储器所不具备的巨大优势。

作为一种全新的物理现象，巨电致电阻效应所涉及的物理机制和材料结构都与以往的其他存储效应完全不同。① CER 效应的物理机制目前尚不清楚。有关电致电阻效应的物理机制，目前有多种设想，如氧化物薄膜中的电子间的强相关联作用[2]，界面处所谓的空间电荷限流模型[3]；金属-氧化物界面由于能带弯曲引起的金属-绝缘体相变[4]，界面缺陷[5]等。但目前尚未有一个令人满意的实验结果和统

一模型可以解释 CER 效应，迫切需要有更有力的实验结果的支持来进一步分析和研究。② 研发材料体系多种多样，到目前为止，表现出电致电阻效应的氧化物材料主要包括：复杂氧化物(以钙钛矿锰氧化物为代表，例如：(Pr,Ca)MnO_x，(La,Sr)MnO_x，Nb-$SrTiO_x$等)和简单二元氧化物(Cu_xO，FeO_x，NiO，CoO_x，HfO_x，ZnO，ZrO，TiON，WO_x等)。

CER 效应可能涉及强关联效应、界面效应、纳米尺度效应等基础研究，物理机制尚没有明确；纳米尺度 CER 的材料和结构的制备技术，目前的研究还处于探索阶段，尤其是稳定性问题有待解决。但是，一旦在上述两方面获得突破，基于 CER 效应的存储技术将在包括计算机、移动存储等各个领域获得广泛应用。因此，从 CER 效应的物理机制和材料研究，到最终实现全方位的应用，还需要做很多工作。

参 考 文 献

[1] Liu S Q, Wu N J, Ignatiev A. Electric-pulse-induced reversible resistance change effect in magnetoresistive films. Appl Phys Lett, 2000, 76(19): 2749.
[2] Rozenberg M J， Inoue I H， Sánchez M J. Strong electron correlation effects in nonvolatile electronic memory devices. Appl Phys Lett, 2006, 88: 033510.
[3] Odagawa A, Sato H, Inoue I H, Akoh H, Kawasaki M, Tokura Y. Colossal electroresistance of a $Pr_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ thin film at room temperature. Phys Rev B, 2004, 70: 224403.
[4] Takashi Oka1, Naoto Nagaosa. Interfaces of Correlated Electron Systems: Proposed Mechanism for Colossal Electroresistance. Phys Rev Lett, 2005, 95: 266403.
[5] Tsui S, Wang Y Q, Xue Y Y, Chu C W. Mechanism and scalability in resistive switching of metal-PrCaMnO interface. Appl Phys Lett, 2006, 89: 123502.

撰稿人：赵宏武
中国科学院物理研究所

单个纳米结构的操纵与测量

Nano-Manipulation and Nano-Measurements

纳米材料之所以受到青睐，主要是由于纳米结构存在的量子尺寸效应、小尺度效应、表面/界面效应和宏观量子现象等使它们有着现有大部分自然和人工合成材料所没有的物理、化学和生物等性质，这些特异性质为发展新材料、开拓新的器件功能、充分利用地球的有限资源、为人类的可持续发展提供了机遇。纳米材料尺寸和结构的多样性为我们呈现了丰富多彩的现象和性质，但同时也给纳米科学研究带来了挑战，如何做到纳米结构的可控从而实现性质可控是当前面临的困难。测量大面积或大量的纳米材料所得到的性质体现的是整个样品的平均效果，单个纳米结构的特性，包括尺寸、成分和特征结构等，往往就被掩盖了。因此，操纵并测量单个纳米结构，表征性质与结构关联中的一一对应关系，是纳米科学的一个基本课题。

1982 年，IBM 实验室研制成功了世界上第一台新型表面分析仪器——扫描隧道显微镜(STM)，此后，与之同类的原子力显微镜(AFM)等扫描探针显微技术相继出现，使我们探索微观世界的技术手段发生了革命性的变化。这类仪器不仅具有实空间的原子分辨能力，可以对原子分子进行操纵[1]，在原子分子尺度上有控制性地设计和构造人工器件结构。还可以利用扫描隧道谱对样品的局域表面电子态等相关性质进行测量。在材料结构表征方面，高分辨透射电子显微镜(TEM)是常用的有力的实验仪器，它除了体材料在空间上的原子分辨外，可以利用电子能量损失谱、X 射线能谱和 Z 衬度显微等技术，对样品的电子结构、声子结构以及化学组分等进行纳米尺度上的多功能表征。高分辨透射电子显微镜在纳米科学研究中还具有一个独特的优势，可以在原子尺度上对微观现象进行实时观察。所有这些显然是科学仪器上的一个革命，被誉为 20 世纪的十个最重要科学进展之一。为表彰 STM 和 TEM 发明者对科学研究的杰出贡献，于 1986 年共同被授予诺贝尔物理学奖。然而，任何一种仪器都不是万能的，如果把上述两种技术有机地结合起来，可以集成 STM 的精密操纵、微观性质测量和 TEM 的高分辨结构表征、微观现象实时观察的优势。而且，TEM 给 STM 增加了导航功能，使针对单个纳米结构的再重入和定位测量得以实现，是当今纳米科学研究的最强大的表征手段之一，可以实现在原子尺度上对单个纳米材料单元进行性质-结构的原位实时研究，也是研究物理和化学现象机理的有力实验方法。

近几年国内外相继开展了原位透射电镜纳米操纵和性质测量研究，在单个纳米结构的力学[2, 3]、场电子发射[4]和电输运[5]等性质研究中取得了重要进展，研究了纳

米材料在确定的本征结构下的奇异性质，从而建立纳米材料性质-结构的本征关系，为纳米材料的应用奠定了基础。随着学科的发展，纳米材料独特的动态物理现象、过程和性质是当前凝聚态物理感兴趣的研究领域之一，在高空间分辨纳米操纵和性质测量的基础上，如何测量具有时间分辨的动态物理性质是实验科学的又一个新课题。

参 考 文 献

[1] Crommie M F, Lutz C P, Eigler D M. Confinement of electrons to quantum corrals on a metal surface. Science，1993, 262: 218.

[2] Poncharal P, Wang Z L, Ugarte D, de Heer W A. Electrostatic deflections and electomechanical resonances of carbon nanotubes. Science, 1999, 283: 1513.

[3] Bai X D, Gao P X, Wang Z L, Wang E G. Dual-mode mechanical resonance of individual ZnO nanobelts. Appl Phys Letts, 2003, 82: 4806.

[4] Xu Z, Bai X D, Wang E G. Geometrical enhancement of field emission of individual nanotubes studied by in situ transmission electron microscopy. Appl Phys Lett, 2006, 88: 133107.

[5] Kociak M, Suenaga K, et al. Linking chiral indices and transport properties of double-walled carbon nanotubes. Phys Rev Lett, 2002, 89: 155501.

撰稿人：白雪冬

中国科学院物理研究所

磁性异质结中的隧穿磁电阻的零点异常

Zero-Bias Anomaly of Tunnel Magnetoresistance Through Magnetic Tunnel Junctions

由两个铁磁电极和一个绝缘体薄层构成的隧道结中的磁电阻效应近年来受到学术界的极大关注[1~5]。学术界普遍认为，这种结构在随机存取内存(RAM)和磁性感应器等方面具有很大的应用前景。

隧穿磁电阻表示磁性隧道结在外加磁场下发生的隧道电阻的变化。在零电场极限下的磁电阻可以由 Juliere 提出的简单模型[1]解释。在磁性电极中，电子态密度依赖于电子自旋和电极磁矩的相对取向。若自旋平行于电极磁矩的电子具有较大态密度，被称为多数载流子；则自旋反平行于电极磁矩的电子具有较小态密度，被称为少数载流子。在低温下，电子受到的自旋翻转散射可以忽略。这样电子从一个电极隧穿透射到另外一个电极，自旋的指向不改变。在无外磁场时，两个磁性电极的磁矩由于微弱的反铁磁耦合呈反平行排列，一个电极中的多数(少数)载流子透射到另一个电极中变成少数(多数)载流子。这意味着电子态密度在左右电极中不匹配，导致较大的隧穿电阻。在外加磁场下，两个磁性电极的磁矩被扭转到外磁场方向，相互间则呈平行排列。这样，一个电极中的多数(少数)载流子，在透射到另外一个电极中时，仍然保持为多数(少数)载流子。电子态密度在左右电极中相互匹配，导致较小的隧穿电阻。这种外加电场引起的隧穿电阻变化值就是隧穿磁电阻。

Juliere 简单模型虽然可以定性解释隧穿磁电阻的机制，但不能解释隧穿磁电阻对电场的依赖性[1~5]。实验发现，隧穿磁电阻在电场趋于零时达最大。随着外加电场的增加，隧穿磁电阻迅速减小。对一些材料的隧道结，隧穿磁电阻对电场导数在电场等于零的点上不连续，在电场零点上形成一个尖锐的峰值[2~4]。对于另外一些材料的隧道结，隧穿磁电阻对电场导数在电场等于零的点上连续，形成一个比较平滑的峰值[5]。这种新奇的电场依赖性被称为隧穿磁电阻的零点异常[3]。现存的关于零点异常的理论只能定性解释这种现象，但和实验特征做定量比较时，都存在着不足。比如文献[3]的理论把零点异常归因为热电子受电极磁子元激发散射。但该理论只能解释导数不连续的零点异常。另外一些文献把零点异常归因为电子通过绝缘层中共振杂质态的非弹性透射，但这种理论目前只能解释电场能量在德拜温度范围

内的磁电阻下降，而实验上一些材料在更广阔的区域里都观察到磁电阻的下降。目前还没有一个理论能够非常合理的解释有关零点异常的所有试验特征，因此学术界对其物理起因尚未达成共识。

参考文献

[1] Julliere M. Phys Lett A, 1975, 54.
[2] Moodera J S, Kinder L R, Wong T M, Meservey R. Phys Rev Lett, 1995, 74: 3273.
[3] Zhang S, Levy P M, Marley A C, Parkin S S P. Phys Rev Lett, 1997, 79: 3744.
[4] Jansen R, Moodera J S. Phys Rev B, 2000, 61: 9047.
[5] Bratkovsky A M. Appl Phys Lett, 1998, 72: 2334.

撰稿人：盛　利
南京大学物理系

超越 LDA 的第一原理计算方法

First-Principles Calculations beyond LDA

第一原理计算方法是指基于密度泛函理论(DFT)的从头计算方法，它不需要任何人为的经验参数，可以直接用于计算研究具体的材料系统。LDA 是 Local Density Approximation(局域密度近似)的英文缩写。

20 世纪计算凝聚态物理领域的重要进步之一，就是不依赖于人为经验参数的可广泛适用于各种材料的从头计算方法成为可能。这主要归功于密度泛函理论的发展及局域密度近似(LDA)的应用。而该计算方法发展的奠基人 W. Khon 也因此于 90 年代末获得诺贝尔物理学奖。

实际的凝聚态物质材料是有多个相互作用的电子及原子核组成的复杂系统，它们之间的相互作用满足量子力学的描述。要求解一个没有参数的实际材料的量子力学问题，可以想象其困难程度是非常大的。而密度泛函理论的发展使得这样的研究成为可能。对于一个实际的量子力学问题它的解由本征态能量和波函数来刻画，而每一个波函数又由一组基矢量展开并且在空间上是非均匀的。对于多电子系统，这样的问题包含了太多的自由度，求解非常困难。而密度泛函理论的的基本思想是把这样的一个问题等价到另外的一个系统，只要该系统与原系统有相同的电子密度，则两个系统就应该有相同的能量。这样我们就可以不用考虑波函数，而只考虑系统的电子密度，使得计算量大大降低。

即使有了这样的理论基础，要作真实的计算，其难度还是我们现在的计算机能力而无法达到的。真正使得基于密度泛函理论的第一原理计算获得广泛应用的重要进步是局域密度近似。在真实的材料系统中，由于电子-电子间复杂相互作用的存在，使得用于描述电子间相互作用的交换关联势没有具体的简单函数形式。这样即使有了密度泛函理论，我们也无法进行计算。而 LDA 的重要性在于，它用一种适用于均匀电子气的简单函数形式来简单近视代替交换关联势，从而使得实际的计算成为可能。在 LDA 中，电子间的相互作用只依赖于局域的电子密度，而与其他距离较远点的电子密度无关，从而使得计算量大大减少。更重要的是，多年来的实践发现，LDA 可以相当准确的描述大多数的材料系统，因而获得广泛的应用。

基于密度泛函理论和 LDA 的第一原理计算方法的发展是惊人的，在短短 20 年的时间里，特别是伴随着当代计算机技术的迅速发展。我们现在已有可能在没有任何人为参数的情况下完全自洽求解一个包含有几百个原子(近千个电子)的实际

材料系统。不仅如此，其结果的准确度和精度也是极高的。例如，对于简单金属和半导体的平衡态体积，计算和实验结果间的误差只有百分之几的量级。这样的精度使得真正意义上的材料设计和物性预测成为可能。另外，它已被广泛应用于各种物理系统，从基态到激发态、从纳米到表面、从简单金属到强关联电子系统、从静态过程到动力学过程、并已被广泛的实验组所采用，用以检验及解释其实验结果。

然而遗憾的是，由于局域密度近似(LDA)是基于均匀电子气的近似，它不能用于描述另一类很重要的材料系统，即强关联电子系统。例如，超导材料、巨磁电阻材料、稀土金属、重费米子材料等。而这些恰恰是具有丰富的物性，在实际中有重要用途，并有可能导致下一代技术革新的重要材料系统。如何发展一套超越 LDA 的，能充分考虑电子间强关联作用的交换关联势及相应的第一原理计算方法，是该领域前沿研究中的一个重要课题，也是一个国际公认的难点。问题的关键是不仅要准确考虑电子关联作用，同时要使得实际的计算量切实可行。

参 考 文 献

[1] Slater J C. Quantum theory of atomic structure. New York: McGraw Hill, 1960-1972.

[2] Hohenberg P, Kohn W. Inhomogeneous Electron Gas. Phys Rev B, 1964, 136: 864.

[3] Kohn W, Sham L J. Self-consistent equations including exchange and correlation effects. Phys Rev A, 1965, 140: 1133.

[4] Mahan G D. Many Particle Physics. New York: Kluwer Academic/Plenum Publishers, 2000.

[5] Martin R M. Electronic Structure: Basic Theory and Practical Methods. London: Cambridge Uni. Press, 2004.

撰稿人：方　忠

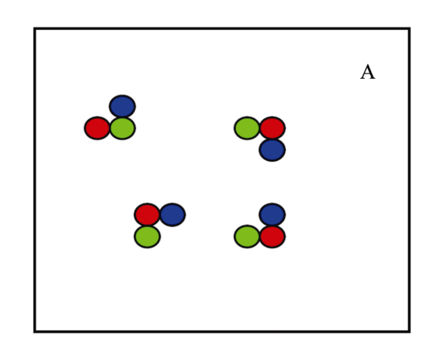
中国科学院物理研究所

超冷费米原子中的色超流性

The Ultracold Fermi Atoms and the Color Superfluidity

近年来，由于实验上成功地实现量子简并的费米原子气，极大地促进了关于BCS超流现象的研究[1]。现在，冷原子系统已经成为非常干净和易于操控的量子模拟器，将冷原子气载入由激光驻波产生的周期格子中，可以用于研究凝聚态物理中非常复杂的强关联性质，比如高温超导电性[2]以及量子磁性等[3]。

除了凝聚态物理中已知的现象，利用冷原子系统提供的内部自由度，还可以产生目前在自然界和实验室还没有发现的更丰富的多体物理效应。事实上，人们已经在光格子中实现了钾40原子的3个超精细态，其相互作用可以由费希巴哈共振技术调节[4]。有理论预言，互相吸引的三种费米原子的混合可能产生类似夸克形成重子的三体态，或者，由其中两种费米原子配对形成类似量子色动力学中的所谓色超流性[5]。该系统由三个内部量子数，一般可以用具有SU(3)对称性的Hubbard描述。对于较弱的相互作用，可能出现具有三重序参量的色超流态，而对于较强的相互作用，则发生由超流态到费米液体态的相变，后者中三种费米原子束缚在一起形成“重子”，这类似量子色动力学中猜测的高夸克密度形成超流态，而低夸克密度形成重子物质态（如图1所示）。因此，人们期望通过对多自由度的冷原子系统的研究，去深入理解和发掘在高能粒子物理中所难以验证的新奇现象，研究其丰富的相结构并进行实验模拟。



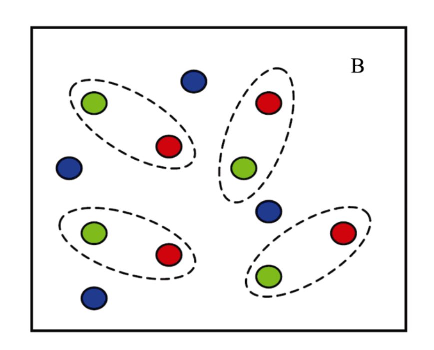


图1　重子物质态

目前关于这个问题的理论研究还处于起步阶段，还没有被人们共同接受的结论，而实验方面研究更没有开始；原因有多方面，但探测手段及对色超流性的判定是一个基本的困难。尽管如此，该问题已经吸引了国际上许多活跃在最前沿的研究

者的兴趣[6]。

参 考 文 献

[1] Zwierlein M W, et al. Phys Rev Lett, 2004, 92: 120403.
[2] Regal C A, Greiner M, Jin D S. Phys Rev Lett, 2004, 92: 040403.
[3] Kuklov A B, Svistunov B V. Phys Rev Lett, 2003, 90: 100401.
[4] Regal C A, Greiner M, Jin D S. Phys Rev Lett, 2004, 92: 040403.
[5] Rapp A, Zarand G, Honerkamp C, Hofstetter W. Phys Rev Lett, 2007, 98: 160405.
[6] Bloch I. Science. 2008, 319: 1202.

撰稿人：杨师杰
北京师范大学物理系

超导量子干涉器件应用中的几个问题

Challenges for the Application of SQUIDs

超导量子干涉器件(superconducting quantum interference device, SQUID)是根据超导量子干涉效应发展起来的新型量子器件，它结合了磁通量子化(Flux Quantization)和约瑟夫森隧穿两个物理现象。在超导态所有的电子结成库珀对(Cooper Pair)并凝聚到同一个量子态，从而具有确定的相位(即所谓的相位相干)。磁通量子化是指闭合的超导环内的磁通是磁通量子$\Phi_0 = h/2e = 2.07\times10^{-15}$Wb 的整数倍。这里 h 是普朗克常数，e 是电子电荷。磁通量子化起因于绕超导环一周宏观波函数$\Psi(\boldsymbol{r},t)=|\Psi(\boldsymbol{r},t)|\exp[\mathrm{i}\varphi(\boldsymbol{r},t)]$必须保持单值性。在没有施加外场和电流的情况下，对所有超导环里的库珀对来说，它们的位相$\varphi(\boldsymbol{r},t)$取相同值。然而当环内穿过磁通时，绕环一圈位相改变 $2\pi n$，这里 n 是包含在环内的磁通量子的数目。

超导量子干涉器件(SQUID)是由一个包含有一个(rf-SQUID)或两个(dc-SQUID)弱连接(即约瑟夫森结)的超导环构成，弱连接处的超导电性受到强烈抑制。SQUID 器件呈现出与环内磁通密切相关的宏观量子干涉效应，相应的磁通变化周期为一个Φ_0。

SQUID 器件的主要功能是作为一个非常灵敏的磁通变换器，其能量分辨率达到 10^{-31}J，磁场的分辨率可以达到 10^{-15}T，相当于地磁场的十亿分之一。除高度磁灵敏性之外，SQUID 还有两个特点也非常重要，一是在从直流到 GHz 范围内有很一致的频响(这是因为 SQUID 测量的是磁通，而不是磁通的变化率)，二是有很宽的动态范围($>10^7$)。

由于这些特点，SQUID 应用在科学研究、医学、地球物理探测、国防以及工业检测等许多方面。生物磁方面的应用被认为是最具潜在市场前景的。例如目前因心脏疾病致命的病人中，有多达 40%的病人心电并无异常。采用多通道的系统，可以实时的将心脏的心磁强度分布测量出来，已有的初步研究显示心磁图可能提供额外的信息并成为心脏疾病诊断中的有力的新手段。

但是由于需要在低温环境下工作，SQUID 器件的应用受到许多限制。高温超导体出现后，可以采用液氮而不用液氦作为制冷剂，大大方便了应用。但目前高温超导体 SQUID 器件还面临许多理论、材料和技术上的问题。传统的关于 dc-SQUID 的理论可以很好地描述低温 SQUID，但是对于高温 SQUID 器件已有的理论预言与实验结果相差较大。例如，关于器件的白噪声，实验的结果较理论值高一个量级。器件的性能和器件制备的重复性和可靠性还远不能令人满意。如何解决这些问题是

目前 SQUID 器件尤其是高温超导体 SQUID 器件应用的关键问题。

对于器件性能的提高而言,一个关键的问题是能够制备出性能优良的约瑟夫森结。低温超导体中，采用 Nb-AlO$_x$-Nb 隧道结方式获得约瑟夫森结的技术已经很成熟。而对于高温超导体，由于是结构复杂的多元化合物，需要制备具有高度取向的外延薄膜以保证良好的超导电性。目前还不能制备具有超导-绝缘-超导构型的隧道结。虽然可以采用其他方法制备出高温超导体的约瑟夫森结，但性能和重复性都还与低温 SQUID 器件有较大差距。能否制备出高温超导体的超导-绝缘-超导型隧道结是一个非常严峻的挑战。高温超导体发现以来的 20 多年，在这方面已经进行了大量的研究，但都还没有成功。

由于 SQUID 器件的灵敏性，应用中如何消除或减小外间干扰是一个非常重要的问题。磁屏蔽和梯度计是常用的减小干扰的方法。但在许多情况下，或者无法使用磁屏蔽，或者使用磁屏蔽和梯度计后仍有干扰，这时要使器件正常工作需要器件具有对信号很快的响应和高的动态范围。工作在室温的电路由于其与器件连接的传输线上寄生电容等因素的影响，使得器件工作频率受到限制。一种可行的方法是将控制电路做到低温下。尤其是在器件的基片上如果能同时集成基于超导线路的控制电路，将会大大提高 SQUID 器件工作频率和动态范围，从而提高在非屏蔽环境下的适用性。目前正方面的研究还较少，能否最终实现，尤其是对高温超导体器件实现这样的全超导低温控制和读出电路还是一个未知的问题。

约瑟夫森结和 SQUID 器件的一个新应用是用来制备实现量子计算的量子比特 (qubit)。由于超导所具有的宏观量子特性，使得超导的 qubit 有许多的优点：作为固体器件容易做成包含许多 qubit 的集成器件、哈密顿量可以通过调节器件参数来控制、初态很容易制备、通过外磁场等可以控制 qubit 之间的相互作用等。在像 SQUID 这样的 qubit 器件中，两个不同方向流动的超导电流环流对应两个不同的状态，适当的条件下两个态可以像微观的量子态一样实现相干叠加，从而形成一个 qubit。为了能够实现量子计算，要求一个 qubit 的相干性保持足够长时间。但是目前像 SQUID 这样的 qubit 器件的相干时间虽然可以达到微秒量级，但距离实现量子计算还有较大差距。能否进一步提高相干时间？什么是影响器件相干时间的因素？这些是这一应用方向上急需解决的问题之一。

撰稿人：郑东宁

中国科学院物理研究所

冰表面融化的动力学过程研究

Dynamical Process Research of Ice Surface Pre-Melting

水，及水的三相变化：冰、液态水、水蒸气，对整个生态圈系统和地球环境有着不可估量的巨大作用。地球表面约 70%被水覆盖，陆地面积约 10%是冰封冻土。其中对冰,水及其界面性质和相变的研究,不仅可以加深我们对自然界最常见物质,最常见相变的理解，而且对凝聚态物理、化学、环境科学、生物学有巨大影响。该课题研究，已经成为相关交叉学科的研究热点[1]，方兴未艾，同时因为关系到公众的切身利益,而引起社会的广泛关注[2]。相关的大量文献集中发表在 *Nature, Science, Phys. Rev. Lett.* 等重要国际学术期刊上。

冰及其界面相变性质，一直吸引着凝聚态物理、化学、环境科学、材料科学等领域科学家的兴趣。然而对于为什么冰不同于一般固体，表面比较滑的这个问题，一直以来都得不到很好的解决[3]。早在 19 世纪，法拉第就曾经预言过，在融点以下，冰的表面部分地发生融化（预融化），即存在近水层结构，这使得冰不同其他固体而比较滑。但是这个近水层有多厚？与温度的依赖关系怎样？结构性质如何？则众说纷纭。不同的实验，往往得出不同的结论。本课题可以采用第一性原理分子动力学的研究方法，模拟冰在融点附近的动力学性质。因为第一性原理分子动力学方法，可以精确地预言物质的基态性质，所以以上争议性问题可以借助此有力手段得到深入理解。鉴于冰水相变在平衡地球环境中的重大作用，该研究结果将有广泛而重要的意义。

本课题的另一方面，将有助于理解冰的结构性质。在冰结构中，水分子以一种特殊的化学键——氢键结合在一起。氢键部分具有共价键的饱和性和方向性，同时也有范德瓦耳斯力的随意性、集团性。这既使得冬日里，我们可以欣赏到六角的冰花，又使得冰水的相有 14 种之多[4]，并且现在还不能断定，是否已经找到了冰的全部相。氢键虽然特殊，但在生物体环境中，如蛋白质、DNA、细胞膜结构，却起主导作用[5]。本课题将主要针对最常见冰相 Ih，对照它的有序形式冰 XI。通过第一性原理分子动力学的方法，得到它们的结构特征、表面能、振动谱等。而这些信息，对于晶体生长，结晶成核等至关重要。系统地对冰结构的研究，将有助于我们理解氢键的集团性质，从而促进相关的生物、化学学科的发展。预融化后在冰表面形成的一层介于水和冰之间的物质，被普遍认为是高空臭氧层分解的关键催化剂，于南北极上空的臭氧黑洞有直接关系，对地球环境有重要影响[6]。

总之，对冰、水及其界面性质和相变的研究，在凝聚态物理和相关交叉领域一直是研究的前沿和热点。凝聚态物理，将主要从原子尺度，研究和理解此宏观现象。计算机模拟，被公认为是解决此类问题有力工具。本课题的研究成果，将对更好地认识冰、冰的界面结构和冰水相变，以至相关的环境问题都有重要的科学价值和潜在的实用意义。

参 考 文 献

[1] Matsumoto M, Saito S, Ohmine I. Molecular dynamics simulation of the ice nucleation and growth process leading to water freezing. Nature, 2002, 416: 409.

[2] Kenneth Chang. Explaining ice: the answers are slippery. The New York Times, February, 2006 21.

[3] Robert Rosenberg. Why is ice slippery. Physics Today, 2005, 58: 50; Dash J G, Rempel A W, Wettlaufer J S. The physics of premelted ice and its geophysical consequences. Review of Modern Physics, 2006, 78: 695.

[4] Salzmann C G, Radaelli P G, Hallbrucker A, Mayer E, Finney J L. The preparation and structures of hydrogen ordered phases of ice. Science, 2006, 311: 1758.

[5] Jeffrey G A. Hydrogen bonding in biological structures. Berlin: Springer, 1991; Desiraju G R, Steiner T. The weak hydrogen bond: in structural chemistry and biology. Oxford University USA: Press, 2001.

[6] Gertner B J, Hynes J T. Molecular dynamics simulation of hydrochloric acid ionization at the surface of stratospheric ice. Science, 1996, 271: 1563.

撰稿人：潘　鼎　王恩哥

中国科学院物理研究所

半导体纳米复合结构中的电子态和发光行为

Electronic States and Light-Emitting Behavior of Semiconductor Nanocomposites

包括多孔硅在内的半导体复合纳米结构是一个复杂的发光系统，经过近 20 年的研究，人们已经揭示了大量的光发射机理，例如，量子限制、表面态和缺陷态等，这些已成为研究纳米材料发光机理的基础。然后，由于纳米材料结构和特性的复杂性，需要考虑多种因素，如颗粒内部的缺陷和杂质的存在、表面不同的键合结构、不同的能带特性、不同的计算方法等。目前一些能展示量子效应的纳米结构已经被获得，但是一些新层次的物理问题仍然是不清楚的，需要从实验和理论两方面去更透彻地加以研究，对半导体纳米复合结构中的电子态和发光行为的研究就是一例。

在实验方面，需要人为地控制一些参数，研究单一参数变化下复合结构的发光行为；在理论研究方面，由于这些复合结构中的表面层可能是单一的原子或分子键合，也可能是由纳米尺度的薄层构成，因而使用分子键合理论去计算电子态特征可能只适合较少分子键合的情况，对研究纳米复合体会出现同实验结果的较大差异。例如，在有效质量近似的理论模型中，其封闭函数(envelope function)仅仅描述波函数在带边的缓慢变化，电子波函数仅仅描述单个能谷的特征，它适合于异质结或超晶格中的能带结构，而在复合纳米结构中它可能是不适用的；现在常用的分子轨道线性组合理论仅能够描述各种原子间的相互作用，而不能反映有直接和间接带隙的纳米颗粒复合体中的每种能带的归属。为此在理论计算中，需要提出纳米环境下，由直接和间接能带组成的能带混合模型。可以把复合结构中的每一层都看作是一种纳米颗粒，不同层有不同的能带特性，从而构成类似于异质结的一种复合结构，这种复合纳米材料中的晶格周期性遭到破坏，电子不能用单一的波矢来描述，它包含直接带隙和间接带隙两种状态的复杂的能带混合，表面不再形成局域的表面态，而是直接改变了电子的量子限制状态，由此将引起直接带隙和间接带隙两种状态的消长变化，当直接带隙态转强时，能显著地增强发光强度。这一能带混合模型不仅能解释这种纳米材料的发光机理，而且把表面结构同量子限制理论结合起来，因此可以进一步发展和加以应用。

参 考 文 献

[1] Xue F S, Bao X M, Yan F. J Appl Phys, 1997, 81: 3175.

[2] Sanders G D, Chang Y C. Phys Rev B, 1992, 45: 9202.
[3] Chuang S L, Chang C S. Semicond. Sci. Technol, 1997, 12: 252.
[4] Wu X L, Xue F S, Zhang Z Y, Siu G G, Ch P K. Appl Phys Lett, 2006, 89: 053114

撰稿人：吴兴龙
南京大学物理系

STM 单原子/分子操纵及在纳米科技中的应用

STM Single Atom/Molecule Manipulation and Its Application to Nanoscience and Technology

1986 年 Heinrich Rohrer 博士和 Gerd Binnig 教授共同成功研制了一种新型的具有原子分辨本领的表面分析仪器 —— 扫描隧道显微镜 (STM)，为科学家们探索纳米世界提供了一个强有力的现代工具。由于这一伟大发明，他们二人共同获得了 1986 年诺贝尔物理学奖。时至今日，人们利用 STM 不仅可以对所观察的表面成像和进行谱学测量，还可以进行单原子/分子操纵。而这一功能，可以实现在原子尺度上研究单个原子和单个分子的性质，探测由于小尺寸而产生的量子现象。这对于理解和构筑纳米尺度上的材料和器件具有重要的意义。

用 STM 针尖操纵单个原子或分子是纳米科学中一种新型的实验技术。STM 的工作原理是基于量子力学中的“隧穿”现象，当一个尖锐的针尖非常靠近一个导电材料(<1nm)时，电子通过一个窄的真空势垒在样品和针尖之间进行隧穿。因为隧道电流与距离是指数关系，样品表面形貌的微小起伏(原子尺寸上)能够被探测，从而实现了对样品表面进行原子分辨成像的功能。由于针尖和样品之间存在相互作用，STM 针尖的位置会对 STM 成像引起扰动，这通常是不希望看到的。但从另一个方面看，这种变化可以被很好地利用，成为一种新的技术，即利用隧穿电子或者针尖和样品之间的电场，可以精确地控制针尖和样品之间的相互作用，实现 STM 在表面对单个原子或单个分子的操纵，构筑量子结构，甚至操控化学反应。因此，STM 不仅是一个通过成像去“看”单个原子的仪器，而且也是“接触”原子、“取”原子甚至“倾听”它们振动信息的工具。STM 已经成为科学家的眼睛、手和耳朵，利用它可以将宏观世界和非常有趣的原子或纳米世界连接起来。

STM 操纵有以下几种方式：水平操纵、垂直操纵、非弹性隧穿引起的操纵、电场引起的操纵以及多种方式一起使用的联合操纵。首先介绍水平操纵方式，它主要分三个步骤：首先将针尖垂直靠近于要操纵的原子，增强针尖与原子间的相互作用；然后平行于表面扫描原子，这样原子在针尖的影响下会运动；最后将针尖退回到原来的高度使原子在表面上停留。利用这种方式实现单原子操纵的最典型的例子是用 Xe 原子在 Ni(110)表面上书写了“IBM”图标[1]。这里，隧道电阻的变大或变

小对应于针尖与原子间的距离远或近，或者说针尖与原子的相互作用强或弱。在这个过程中，原子的移动和针尖与原子之间相互作用的本质可以从 STM 反馈信号和隧道电流信号来判定[2]。根据针尖和原子之间的相互作用为吸引、排斥，存在“推”、“拉”模式。如果原子与针尖成键或被捕获，原子就以“滑”的方式和针尖一起在表面上移动。对于分子来说，根据不同的分子类型、大小和表面的相互作用情况，操纵分子的隧穿条件也不相同。而且，大分子有更多的内部自由度，从而在操纵过程中会出现分子构型的变化，以适应表面势形的变化。所以说，水平操纵过程可以用于探测大分子的内部构型的变化。垂直操纵方式主要是在针尖和表面之间进行原子/分子的转移，它与原子/分子在表面上的脱附和吸附相关[3]。通过针尖和样品之间的电场，或者非弹性隧穿电子激发，或者将针尖和原子/分子机械接触等都可以实现原子/分子的转移过程，其机制可用一个双势阱模型来解释[4,5]。

利用非弹性隧穿引起的操纵过程可用来进行原子/分子的可控激发。这里，将针尖固定在原子/分子的上方，然后将低能隧穿电子或空穴入射到表面上的原子/分子，隧穿电子能量通过一个共振态被转移到原子/分子，从而引起不同的激发。最大的隧穿电子能量可通过所加偏压的大小来控制，激发速率通过隧穿电流的改变而变化。如果隧穿电流变化，通过原子/分子的隧穿电子数也变化，因此，激发的概率和速率也变化。这样，在非弹性隧穿过程中，可以分辨单电子和多电子激发[6]。这一点对理解吸附和化学反应机制很重要，分子之间键的形成和断裂都是通过非弹性隧穿操纵实现的。利用隧穿电子控制多原子分子的解离是复杂的，因为多原子分子包含很多键，而隧穿过程可能出现在多个键上。利用电场操纵时可以通过改变偏压的极性，使原子/分子的偶极与针尖具有吸引或排斥作用[3]。但应注意的是，在场发射范围时(这时偏压高于针尖的功函数)，针尖变成了一个电子发射枪，这时通过单个原子/分子的电子数目不再可控。

实际上，将以上多种方式联合使用才更能体现 STM 操纵功能的价值。例如，为了人工地对化学反应进行剪裁，我们需要控制单个分子/原子的移动、解离、脱附和结合等步骤，利用 STM 针尖在单分子尺度上产生化学反应将给出对反应机制最基本的有特色的理解[7,8]。

STM 操纵技术的进展不仅拓宽了 STM 的应用，而且创立了一个“纳米尺度工程”的新领域。原子结构的构筑如量子围栏、电子共振器，允许我们进行量子现象的研究，化学反应也能够在一个全新的平台上被证实，新的化学反应途径会被发现。毫无疑问，这些操纵实验极大地贡献于科学的进步。然而，大多数的 STM 操纵需要稳定的仪器，才能给出针尖和样品隧道结的精确控制。世界上虽说有很多的 STM 在使用，但只有为数不多的研究组才拥有这样的技术。STM 图像对表面科学和半导体工业领域做出了很大的贡献，相信 STM 操纵也将以相同的趋势跟随纳米科学研究和未来的纳米技术工业的发展，并发挥它独有的作用。

参 考 文 献

[1] Eigler D M, Schweizer E K. Positioning single atoms with a scanning tunneling microscopy. Nature, 1990, 344: 524.

[2] Bartels L, Meyer G, Rieder K H. Controlled vertical manipulation of single CO molecules with the scanning tunneling microscope: a route to chemical contrast. Appl Phys Lett, 1997, 71: 213.

[3] Eigler D M, Lutz C P, Rudge W E. An atomic switch realized with the scanning tunneling microscope. Nature, 1991, 352: 600.

[4] Saenz J J, Garcia N. Quantum atom switch: tunneling of Xe atoms. Phys Rev B, 1993, 47: 7537.

[5] Tsong T T. Effects of an electric field in atomic manipulations. Phys Rev B, 1991, 44 : 13703.

[6] Stripe B C, Rezaei M A, Ho W, et al. Single-molecule dissociation by tunneling electrons. Phys Rev Lett, 1997, 78: 4410.

[7] Hla S W, Bartels L, Meyer G, Rieder K H. Inducing all steps of a chemical reaction with the scanning tunneling microscope tip: towards single molecule engineering. Phys Rev Lett, 2000, 85: 2777.

[8] Hla S W. STM single atom/molecule manipulation and its application to nanoscience and technology. J Vac Sci Technol B, 2005, 23: 1351.

撰稿人：马旭村

中国科学院物理研究所

信息处理的物理极限与量子热力学

Fundamental Issues of Quantum Manipulation Inspirited by Quantum Information

根据 Landauer 和 Bennett 等人的研究[1, 2]， 信息处理本质上是一个物理过程。Landauer 原理指出[2]，擦出一个比特信息就要消耗能量 $kT\ln2$。它预言了计算过程物理极限的存在。

Landauer 建立信息擦除原理的关键是引入逻辑不可逆(logical irreversibility)的概念。从计算的角度讲，任何普适的计算都必须包括初始化步骤。初始化擦除计算机已存的信息，使得计算机从任意一个可以达到的态 A 回到参考初态 R。由于计算机的每个逻辑状态必须对应于一个物理态,逻辑不可逆在物理上表现为自由度约化的耗散效应，是一种典型的不可逆过程。这就意味着，计算必然要消耗一定的能量，并以热量的形式散发掉。计算的速度越快，产生的热量就越多。当计算机芯片单位面积上集成的元件数目越多，发热的功率就越大。这种不可逆计算的耗热机制大大限制了计算机芯片的尺度，给出其物理极限，从而导致摩尔经验定律的终结。图 1 代表了摩尔定律描绘的计算机发展历史概观图像：计算机 CPU(中心处理器)的运行速度每十八个月就会增加一倍。

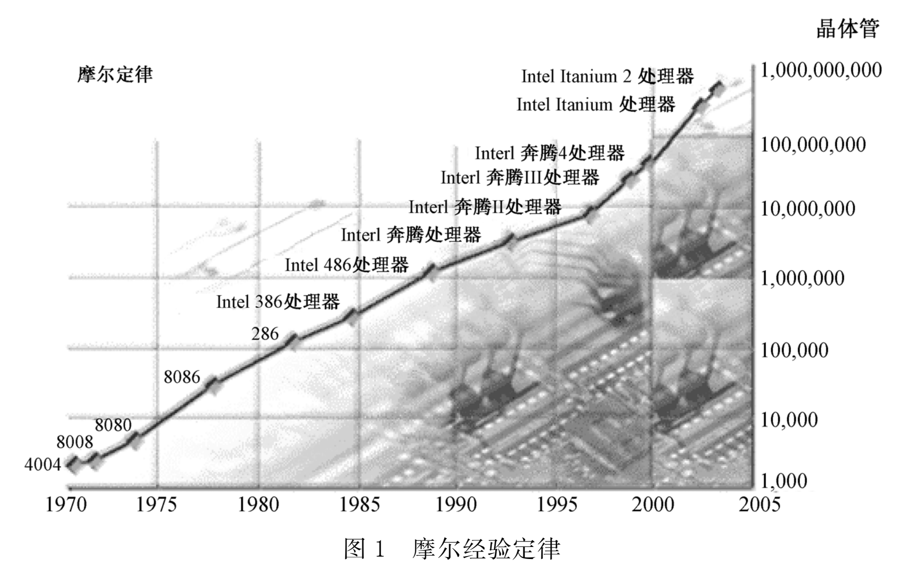


图 1　摩尔经验定律

纵轴是 CPU 单位面积集成的晶体管的数目，横轴的年代表征了 CPU 运算速度的增长

事实上，在计算机发展的过程中，有各种各样“那么不基本”的物理条件制约计算技术本身。这些制约是从物理技术的层面考虑问题的，而 Landauer 和 Bennett 的工作主要强调了计算原理上的物理限制。Bennett 进一步证明[1]：对计算系统进行测量的“麦克斯韦妖”，自身首先必须制备在一个“标准态”上，而测量过程伴随着它的熵转移到环境中去，而环境的熵增加正好补偿这种熵减少。因而，当把“麦克斯韦妖”和系统放在一起，进行整体的考虑，普适计算的循环过程可视之为一个热力学可逆循环。因此，在研究计算过程对应的热力学循环，是普适计算研究的必然要求。

需要指出的是，以上讨论是针对经典系统进行的。由于普适的计算过程可以描述为一个热力学循环过程，因此经典热机理论与经典计算密切相关。而今，量子计算已经成为蓬勃发展的前沿科学领域，促使人们去认真考虑与量子信息相联系的量子热力学循环和量子热机问题[3]。简单的量子热机模型如图 2 所示。其循环介质是一个分立的多能级系统，它与一个足够大的热库接触，可以在较短的时间内达到与环境温度相一致的热平衡态。研究表明，通过图 2 代表的热力学循环，单个量子热机的工作效率与温度无关。虽然它不同于经典热机卡诺循环的效率，但大量粒子的这样微观热力学循环过程总和，可以给出理想的卡诺循环。这个结论可以推广到一般情形。因此，想通过量子系统作为循环介质超越理想经典热机是不可能的。

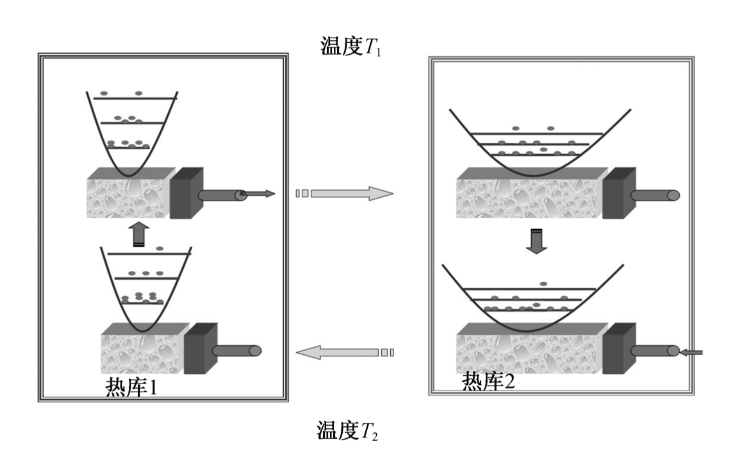


图 2 多能级量子热机模型及其热力学循环过程

一个对经典热机效率偏离的可能性是考虑非平衡态情况，即让环境偏离热平衡态，这样的“热库”事先具有量子相干性，不是处在一个最大混合态上，但必须假设它是对一个温度为 T 的热平衡态的微小偏离，否则温度的概念不能使用。当这样的“量子相干热库”与量子热机介质接触足够长时间后，也会使得热机介质达到一个稳态。这个稳态有一个高于环境的温度的有效温度，描述了热源的量子相干

性的效应。基于上述设想，Scully 及其合作者设计了一种光子气体热机[4]。表面上显示了似乎违反了热力学第二定律的结果：热机效率有可能大于卡诺循环的效率。

然而，本质并非如此。其原因有三：① 热库处在非平衡态，原则上没有温度的概念，而且热库本身不是一个闭系统，必须有外界提供能量，以产生量子相干性，Scully 本人也明确地强调了这一点；② 对于一个完整的循环，还应该考虑对原子末态的擦除，而擦除原子末态要消耗能量并未计及在上述效率公式中；③ 在上述的热机模型中假定两基态波函数的相对相角，这本身相当于有一个麦克斯韦妖参与了这个循环(它的作用是选择两基态波函数的具有相对相角的原子)。但是在给出上述热机效率时也没有计及对这个麦克斯韦妖的记忆体的信息擦除时的能量消耗。

因此，研究量子热机的另外一个目的，是去考察对真正的微观世界麦克斯韦妖的作用如何，热力学第二定律是否仍然成立？现在的问题是，如果在量子领域有麦克斯韦妖的存在，是否会本质上改善量子热机的效率？回答这些问题，我们必须更系统地开展量子热力学的研究[5]。随其深入，会涉及量子态相干操控更基本的物理问题：能量与信息的关系如何？可否通过信息的提取，改进各种人工系统对外做功的能力？人类对量子态系统测量和操纵的精度原理上是否存在深层次的物理极限？

最后我还需要提及量子热力学研究的另一个重要方面，它与相对论和量子非定域性矛盾有关。大家知道，量子的纠缠观念对时空结构的认识赋予了崭新的内容。弯曲时空背景上，黑洞物质场会表现出十分奇异的量子特性。由于时空奇异性和视界的存在，真空有可能具有内禀的量子纠缠特征，产生霍金辐射等重要物理现象。这些是量子热力学研究的更基本的问题。

参 考 文 献

[1] Leff H S, Rex A F. Maxwell’s demon 2: entropy, classical and quantum information. Computing (Bristol, Institute of Physics, 2003); Plenio M B, Vitelli V. Contemp. Phys, 2001, 42: 25.

[2] Landauer R, IBM J. Res. Dev. 1961, 5: 183; Bennett C H. Sci. Am. 1987, 257: 108.

[3] Quan H T. Zhang P, Sun C P. Phys. Rev. E, 2007, 76: 031105.

[4] Scully M O, Zubairy M S, Agarwal G S, et al. Science, 2003, 299: 862.

[5] Quan H T, Wang Y D, Liu Yu-xi, et al. Franco Nori, Phys. Rev. Lett. 2006, 97: 180402.

撰稿人：孙昌璞

中国科学院理论物理研究所

囚禁离子光频标

The Optical Frequency Standard Based on Trapped and Cold Ion

原子频标(原子频率标准)是利用量子力学原理制成的高稳定度和高准确度频率、时间信号产生系统(成为一个装置时又称为原子钟)。时间频率标准是人类生产和科学活动的基本条件。在人们目前所涉及的物理常数中，时间频率作为最精密、最准确的计量单位，决定着许多其他物理量和基本物理常数的定义和精度，每一次时频精度的提高，都使人们在更深的层次上对物质世界的认识得到新的发展。

原子频标是多学科的交叉点，它涉及原子分子物理、固体物理、电子物理、激光技术、微波技术、电子技术、真空技术、计算机技术、材料、光学、化学等学科。原子频标研究对精密和准确的不断追求，是推动物理科学发展的动力。原子频标不仅可用于精密检验物理学基本理论和定律(如量子力学、相对论、引力场等)、精确测量物理常数及可能的变化(如精细结构常数 α 等)，同时已广泛应用于国民经济各个领域，如全球定位系统(GPS)以及信息高速公路(通信、网络)和城市交通管理等方面。在 Nobel 物理学奖的历史名单中，迄今已有 15 位获奖者的贡献与频率的计量有关，而且在过去的 10 多年间就有 4 次(1989 年、1997 年、2001 年和 2005 年)Nobel 物理学奖授予与原子频标研究相关的科学发现。

原子频标的研究已有 50 多年的发展历史。由于科学研究和应用技术发展的需求，原子频标已发展成一个种类很多、相关技术覆盖面很广的集基础研究和应用技术研究为一体的领域。1967 年，第 13 届国际计量大会把铯原子 133 同位素基态的两个超精细能级之间跃迁(其跃迁频率在微波波段)所对应辐射周期的 9 192 631 770 倍的时间定义为“秒”——原子时间，目前世界的时间和频率基准(实验室型原子钟)的原子频标——冷铯原子喷泉的准确度达到 3.3×10^{-16}[1]。对科学的发展起到了举足轻重的作用。

随着科学的发展和频标应用的扩大，对时间、频率计量从不同角度提出了比现有频标更高的要求。例如，超高频和极高频通信要求频标有更高的频率稳定度和通信网的同步精度，以保证在增大容量和提高速度的同时减少误码率；光通信要求频标从微波段扩展到光波段；深空跟踪和星座定位精度的提高，也转换为对频标稳定度更高的要求；其中，高精度的深空跟踪、全球高精度时间同步以及相对论重力测量等都要求频标的准确度和稳定度优于 1×10^{-15}。如频标的准确度优于 1×10^{-16}，在相对论效应的进一步验证时，对引力红移的测量精度比目前的水平可提高 25 倍，

精细结构常数随时间的变化可达到 1×10^{-16}/年(比现在提高 100 倍)，而光速的各向异性的测量精度也提高了 10 倍。

近年来，由于激光技术、冷原子物理和锁相飞秒激光技术的突破，使得进一步提高测量原子分子光谱的精度和原子频率标准的精度成为可能。

频标的相对频率准确度和稳定度都和标称频率成反比，光波频率比微波频率高出 5 个量级，如果其对应的参考谱线的线宽 Δf 与工作在微波波段的传统频标(铷、氢、铯频标)相同，那么用于稳频谱线的 $Q(=f_r/\Delta f)$值则为微波频标的几万倍，即从理论上预言光频标的稳定度和准确度比微波频标高出 5 个量级。

光频标同微波频标一样由振荡器和计数器两个基本部分组成。

振荡器由超窄线宽稳激光源和不受相互碰撞及外界环境干扰的原子或分子系统(如光晶格中的冷原子或离子阱中的冷离子)组成。

而计数器是实现光波与微波的连接和传递。光频链技术是方案之一，以往由于所需设备极其复杂而庞大，不可能实用。1998 年 MQI 和 NIST/JILA 的研究小组利用飞秒激光锁模技术，得到覆盖范围很宽的等间隔梳状标准频率信号(称为飞秒激光梳状频率发生器)，用简单的装置实现了微波与光频的连接[2]。它可以精确地将光频的精度传递到微波波段，从而实现记录和显示，飞秒光梳在相当程度上解决了光波的频率计量问题，大大推进了光频标的实用化进程，因而被认为是频率计量领域的革命性事件。

冷却原子、超窄线宽激光器和飞秒光梳的实现，使许多科学家认为光频标时代已经到来[3]。

早期的光频标是稳频激光器，主要采用饱和吸收或双光子吸收等技术，所达到的稳定度和准确度一般在 10^{-11} 和 10^{-12} 量级，比不上好的微波频标。光频标的突破性进展是囚禁冷离子光频标和冷原子光频标的出现。

作为光频标的候选者之一的囚禁离子光频标已有很好的进展：

囚禁离子是利用具有特定构型的静电、静磁和射频场将带电离子约束在超高真空中，可使被研究的原子体系处于几乎孤立的不受“干扰”的环境，特别是单离子的囚禁，可以免于碰撞效应效应的影响。并且有很长的囚禁时间以便“观察”，是研究原子特性的理想手段。

多种离子已用于光频标的研究。例如，英国 NPL 单个 Sr^+离子光频标的不稳定度达到 3.4×10^{-15}[4]，德国 PTB 的单个 $^{171}Yb^+$光跃迁: $6s^2S_{1/2}$ $(F=0,\ m_F=0)$ $-5d^2D_{3/2}$ $(F=2, m_F=0)$的线宽为 30Hz，$\sigma_y(500s)=7\times10^{-16}$[5]；目前取得最好进展的是美国 NIST 的单个 $^{199}Hg^+$和 $^{27}Al^+$离子光频标的系统不确定度达到: 1.9×10^{-17}[6]和 2.3×10^{-17}[7]，是目前世界上最好的频标。预计冷却单离子的光频标的稳定度的极限为：$1\times10^{-15}\ \tau^{-1/2}$，其频率不确定度可达到 10^{-18} 的量级[8]。这是目前已知可以实现的最高的频率稳定度和准确度。

随着光频标的发展，我们面临的困境是频标的精确度越高,比较的困难会越大。为此 NIST 新近开展了两个光频标的连接和精确地进行频率比对，Hg^+和 Al^+离子光频标两个光钟频率的不确定度达到:5.2×10^{-17}，并由此测量了基本物理常数的变$\dot{\alpha}/\alpha=(-1.6\pm2.3)\times10^{-17}$/年[9]。

综上所述，目前实验数据表明光频标的精度可达到 10^{-17}，要达 10^{-18} 还需要在实验和理论方面更多的努力。如研究突破限制的激光线宽的机制，进一步减小激光线宽；研究新的更细微的频率漂移机理，发现更合适的原子跃迁能级和消除频率漂移的新方法。研究如何将全球各地的光频标连接起来，精确地进行频率比对，由此是否可能建立以光频为“秒”的新定义？目前囚禁冷原子(高信噪比)[10]和单离子光频标都在发展和突变中，是否可开展囚禁冷却单离子光频标和原子光频标各自优点的结合和借鉴研究，有新的突破？原子光频标的极限可能突破吗？在如此高的精度下，有什么新的更细微的物理效应？这都是有待研究的问题。

参 考 文 献

[1] Jefferts S R, et al. Proc. SPIE, 2007, 6673 : 667309.
[2] Hänsch T W H. Rev Mod Phys, 2006, 78: 1297; Hall J L. Rev Mod Phys, 2006, 78: 1279.
[3] Kleppner D. Science, 2008, 319: 1768.
[4] Margolis H S, et al. Science, 2004, 306 : 1355.
[5] Peik E, et al. J Phys B, 2006, 39: 145
[6] Oskay W H, et al. Phy Rev Lett, 2006, 97: 020801; Diddams S A, et al. Science, 2001, 293: 825.
[7] Rosenband T, et al. Phys Rev Lett, 2007, 98: 220801; Schmidt P O, et al. Science, 2005, 309: 749.
[8] Dehmelt H G. IEEE Trans Instrum Meas, 1982, 31: 83; Wineland D J, et al. Phys Rev A, 1987. 36: 2220.
[9] Rosenband T, et al. Science, 2008, 319 : 1808.
[10] Ludlow A D, et al. Science, 2008, 319: 1805.

撰稿人：高克林

波谱与原子分子物理国家重点实验室，中国科学院武汉物理与数学研究所

腔 QED 量子计算

Quantum Computation with Cavity QED

量子计算是量子力学与信息科学的交叉学科，也是当前国际前沿热点课题之一，它的引人之处在于具有许多经典计算无法比拟的优越性。量子信息的载体是量子态，因而量子信息的处理在实质上就是各种量子态的制备与操纵。腔 QED(腔量子电动力学)是实现各种量子态的重要手段，因而也是实现量子信息的重要工具。相对其他系统，腔 QED 系统的优点在于原子适合于存储信息，而光子则适合于传输信息。利用这个系统，法国科学院院士 Haroche 所领导的小组已实现了两比特相位门[1]。但是在这个系统中实现多比特的量子逻辑门尚未见报道。

实现量子计算的最大障碍是由于量子系统与环境的耦合所导致的消相干。在腔 QED 系统中，消相干主要来源于原子的自发辐射及腔的衰减。利用两个原子与腔场的非共振相互作用，我们设计出了一种新型的量子态处理器，可有效克服腔的衰减[2]。我们的想法得到了 Haroche 小组的实验验证[3]。此外，Beige 等人[4]及 Pachos 等人[5]提出了在无消相干子空间中实现量子计算的方案。但这些方案要求对腔泄漏及原子自发辐射所产生的光子进行探测，因而操作的保真度受光子探测器探测效率的影响，并且成功的概率小于 1。如何在腔 QED 系统中同时有效克服原子的自发辐射及腔的衰减，以实现确定性的量子逻辑门是目前亟需解决的问题。

另外一个需要解决的问题是可扩展性。为了实现强大的量子计算功能，必须对大量的量子比特进行逻辑操作。但由于技术上的限制，在一个腔中能囚禁并操纵的原子数量有限。因此如何把多个腔 QED 系统有机地结合在一起以构造分布式量子计算机[6]也是一个重要课题。

参 考 文 献

[1] Rauschenbeutel A, et al. Phys Rev Lett, 1999, 83: 5166.
[2] Zheng S B, et al. Phys Rev Lett, 2000, 85: 2392.
[3] Osnaghi S, et al. Phys Rev Lett, 2001, 87: 037902.
[4] Beige A, Braun D, Tregenna B, Knight P L. Phys Rev Lett, 2000, 85: 1762.
[5] Pachos J, Walther H. Phys Rev Lett, 2002, 89: 187903.
[6] Cirac J I, Ekert A K, Huelga S F, et al. Phys Rev A, 1999, 59: 4249.

撰稿人：郑仕标[1]　郭光灿[2]

1 福州大学电子科学与应用物理系

2 中国科学技术大学中国科学院量子信息重点实验室

量子直接安全通信的关键问题

Key Issues in Quantum Secure Direct Communication

量子安全直接通信利用量子态来直接传输机密信息[1~3]。这种直接利用量子态传输机密信息的量子通信技术具有好的应用前景，能够大大提高量子通信的效率，随着量子技术的应用的发展，量子直接安全通信会有越来越多的应用。

量子密钥分发(QKD)是在两个相距很远的用户之间建立共同的密钥。QKD 的安全性要求通信的双方能够探测到窃听者,并且在误码率较小的时候通过纠错和秘密放大得到任意程度的安全密钥。得到了共同的密钥之后，一方通过某种经典加密手段，如一次一密方法，将信息(plaintext)加密得到密文(ciphertext)，再通过经典通道将密文发送给另外一方。在量子直接安全通信中，在量子信道中直接传输信息，不需要将信息加密成为密文通过经典信道传输。因而，量子直接安全通信具有比 QKD 更加严格的安全要求。通信双方除了能够探测到窃听者之外，还需要保证在发现窃听者之前所传递的信息不泄露。研究表明，要达到这样的安全性，必须在通信的时候使用块传输,即将一定数量的量子信息的载体成批地由一方传递到另外一方。近年来量子直接安全通信成为大家比较关注的研究热点，众多的量子直接安全通信理论方案被提出，既有使用纠缠量子态的，也有使用单光子态的。

但是量子态在实际量子信道的传输过程中必然会受到噪声的影响,这是任何量子通信都必将面临的问题。在量子密码通信中，因噪声的影响而可能泄漏的信息可以通过经典的秘密放大处理方法来降低。这种处理虽然导致密码传输比特率降低，但可以把泄漏的信息减少到任意小的程度。但是在量子安全直接通信中这一个问题并不好解决，特别是基于单光子双向运动的物理模型。为了降低噪声的影响，需要对量子态做纯化处理。因此量子直接通信的安全性分析，可允许的误码率等是量子直接安全通信的关键。由于在量子直接安全通信中需要块传输，因此要求通信的一方具有量子态存储设备，而这一设备也是长距离量子通信和量子计算所需要的。这也是量子直接安全通信技术的关键。

量子直接安全通信的实验研究和实用化是另一个重要的关键。虽然当前量子密码通信的实验技术可以直接应用于量子直接安全通信,量子直接安全通信有比量子密钥分配更强的安全性要求，因此迫切需要实验研究来推动。

参 考 文 献

[1] Beige A, Englert B G, Kurtsiefer C, et al. Acta Phys Pol A, 2002, 101(6): 357.

[2] Boström K, Felbinger T. Phys Rev Lett, 2002, 89: 187902.
[3] Long G L, Liu X S. Phys Rev A, 2002, 65: 032302; Deng F G, Long G L, Liu X S. Phys Rev A, 2003, 68: 042317; Phys Rev A, 2004, 69: 052319; Phys Lett A, 2006, 359: 359.

撰稿人：邓富国 [1] 龙桂鲁 [2]
1 北京师范大学物理系
2 清华大学物理系

量子因特网

Quantum Network

量子因特网是指以量子纠缠[1]连接通信节点所构成的量子网络,通信节点含有单个或多个量子比特的量子处理器, 用于存储、处理和探测量子信息。量子因特网可以用来传递量子信息，又可实现分布式量子计算，比起现有因特网，它具有安全性好、通信复杂度低、集信息传输与处理于一体等优点。

量子通信采用量子隐形传态技术来传递量子信息[2]，基于量子纠缠的奇特性质, 这种量子信息的传输无需传送信息载体本身, 其实质是量子信息在某节点处消失而在远处另一个节点处重现。关键技术是实现完全的 Bell 态测量。

量子纠缠在真实环境下不可避免会消纠缠，其纠缠度随着传输距离指数衰减，这是实现远程量子通信的主要障碍。量子中继技术是克服此障碍的有效途径。量子中继的实现包括纠缠纯化、纠缠交换和纠缠存储三个关键过程, 其中纠缠存储是核心的问题。

为建立全球量子因特网,必须借助于人造飞行器等作为中转以实现地—空—地的量子信息传输,为此必须解决在大气中和复杂环境下单光子的有效传输等关键技术和工程问题[3~5]。

量子信息一旦被识别便会破坏掉本身的信息。因此实现量子因特网的另一个关键性问题便是量子路由, 即无需识别量子信息而能实现自动寻址。分布量子计算实现的关键是如何在异地节点量子比特之间进行有效的确定性受控门的操作。因此，量子因特网的实现是对人类智慧的挑战。

参 考 文 献

[1] Einstein A, et al. Phys Rev Lett, 1935, 47: 777.
[2] Bennett C H, et al. Phys Rev lett, 1993, 70: 1895.
[3] Bennett C H, Divincenzo D P. Nature, 2000, 404: 247.
[4] Briegel H J, et al. Phys Rev Lett, 1998, 81: 5932.
[5] Duan L M, et al. Nature, 2001, 414: 413.

撰稿人：郭光灿
中国科学技术大学中科院量子信息重点实验室

量子信息中的数学问题

Mathematical Problems in Quantum Information

量子信息和量子计算的研究历史至少可以追溯到半个世纪以前,然而受量子信息和量子计算的理论和应用研究的刺激,这一研究领域得到多个学科学者们的广泛关注，还是近十年来的事情。随着人们对这一领域研究的兴趣的不断增加，很多公开问题也相继被提出来了。 仔细考察这些公开问题，我们不难发现，其中大部分问题从本质上说是数学问题。 它们涉及很多当今数学的热门分支，例如，算子谱论、算子代数、算子空间理论以及模糊集和系统等。

这些公开问题不仅是对理论物理学家和计算机学家的挑战,同样也是对数学家的挑战。

基于量子信息和量子计算的最新研究，建议关注下列几个数学问题。

1. 效应代数(effect algebra)[1]

用公理方法定义的一般的效应代数是一个代数系统$(E,0,1,\oplus)$,其中 0 和 1 是 E 中的两个特殊的元，且 $\oplus$ 是 E 上的部分双元运算，它满足如下各条假设：

(1) 若 $a\oplus b$ 有定义，则 $b\oplus a$ 也有定义，且 $b\oplus a=a\oplus b$。

(2) 若 $a\oplus(b\oplus c)$ 有定义，则 $(a\oplus b)\oplus c$ 也有定义，且 $(a\oplus b)\oplus c=a\oplus(b\oplus c)$ 。

(3) 对每一个 $a\in E$, 存在唯一的 a'，使得 $a\oplus a'=1$。

(4) 若 $a\oplus 1$ 有定义，则 $a=0$。

应用最广泛的效应代数是希尔伯特空间$\mathcal{H}$上的效应代数，它由作用在$\mathcal{H}$上的所有压缩正算子全体组成，记为 $\mathcal{E}(\mathcal{H})$，其中，0 和 1 分别是作用在$\mathcal{H}$上的零算子 0 和单位算子 1。

由于希尔伯特空间$\mathcal{H}$上的效应代数是由正算子组成的,建议关注如下问题的研究：关于正算子的谱理论和各种偏序在效应代数中的应用的研究，序贯积的唯一性问题研究，广义 Lüders 映射的研究。此外，建议关注模糊集和系统的研究思想和方法在一般效应代数研究中的应用。

2. 量子运算(quantum operation)

量子运算[2]在不同的文献里有不同的名称。例如,量子信道(quantum channel),超运算(superoperation)，保迹的完全正映射(completely positive trace-preserving

map)，定义在希尔伯特空间$\mathcal{H}$上的所有的线性有界算子全体记为 👌(☝)。$\mathcal{H}$ 上的一个量子运算 ☜是定义在 👌(☝)上的如下的一个线性有界算子

$$\mathcal{I}(A)=\sum_{i=1}^{n}E_iAE_i^*,$$

其中，$E_i\in$ 👌(☝)满足条件$\sum_{i=1}^{n}E_i^*E_i=1$。由于量子运算是依算子定义的，而且 👌(☝)既可以看作为一个 C^*代数，也可以看作为一个算子空间。建议关注利用算子谱论，算子代数和算子空间的理论和方法对量子运算的研究。例如：所有量子运算之集的端点问题，无限维空间上的 Choi-Kraus 定理和量子运算有关的算子代数的保持问题，量子运算作为定义在 👌(☝)上的初等算子的谱和值域的进一步的研究等。特别是，算子谱论，算子代数和算子空间的理论最新研究成果和思想在量子运算研究中的应用。

3. 对偶量子计算机的数学理论

对偶量子计算机， 或者波粒二象量子计算机是最近提出的理论概念[3, 4]，它是一个威力强大的计算机。这一新型计算机的提出,引出了很多相应的数学问题。例如，分割算子(divider operator)和组合算子(combiner operator)，在无限维空间上的广义量子门的端点(extreme point)，量子运算一些子集合的端点和它们之间的包含关系的研究[3,5]，这些问题值得进一步关注。

参 考 文 献

[1] Gudder S. Open problems for sequential effect algebras. Inter J Theor Phys, 2005, 44, 12: 2199-2205.

[2] Ruskai M B. Open problems in quantum information theory. arXiv:0708.1902v1 [quant-ph] 2007, 8: 14.

[3] Gudder S. Duality quantum computers and quantum operations. Inter J Theor Phys, 2008, 47, 1: 268-279.

[4] Long G L. The general quantum interference principle and duality computer. Commun Theor Phys, 2006, 45: 825-844. Also as arXiv: quant-ph/0512120,2005.

[5] Du Hong ke, Wang Yue qing, Xu Jun lian. Applications of the generalized Lüders theorem. J. Math Phys, 2008, 49: 013507.

撰稿人：杜鸿科
陕西师范大学数学与信息科学学院

量子信息中的数学问题

Mathematical Problems in Quantum Information

量子信息和量子计算的研究历史至少可以追溯到半个世纪以前,然而受量子信息和量子计算的理论和应用研究的刺激,这一研究领域得到多个学科学者们的广泛关注，还是近十年来的事情。随着人们对这一领域研究的兴趣的不断增加，很多公开问题也相继被提出来了。仔细考察这些公开问题，我们不难发现，其中大部分问题从本质上说是数学问题。它们涉及很多当今数学的热门分支，例如，算子谱论、算子代数、算子空间理论以及模糊集和系统等。

这些公开问题不仅是对理论物理学家和计算机学家的挑战,同样也是对数学家的挑战。

基于量子信息和量子计算的最新研究，建议关注下列几个数学问题。

1. 效应代数(effect algebra)[1]

用公理方法定义的一般的效应代数是一个代数系统$(E,0,1,\oplus)$,其中 0 和 1 是 E 中的两个特殊的元，且$\oplus$是 E 上的部分双元运算，它满足如下各条假设：

(1) 若 $a\oplus b$ 有定义，则 $b\oplus a$ 也有定义，且 $b\oplus a=a\oplus b$。

(2) 若 $a\oplus(b\oplus c)$ 有定义，则 $(a\oplus b)\oplus c$ 也有定义，且 $(a\oplus b)\oplus c=a\oplus(b\oplus c)$。

(3) 对每一个 $a\in E$，存在唯一的 a'，使得 $a\oplus a'=1$。

(4) 若 $a\oplus 1$ 有定义，则 $a=0$。

应用最广泛的效应代数是希尔伯特空间$\mathcal{H}$上的效应代数，它由作用在$\mathcal{H}$上的所有压缩正算子全体组成，记为$\mathcal{E}(\mathcal{H})$，其中，0 和 1 分别是作用在$\mathcal{H}$上的零算子 0 和单位算子 1。

由于希尔伯特空间$\mathcal{H}$上的效应代数是由正算子组成的,建议关注如下问题的研究：关于正算子的谱理论和各种偏序在效应代数中的应用的研究，序贯积的唯一性问题研究，广义 Lüders 映射的研究。此外，建议关注模糊集和系统的研究思想和方法在一般效应代数研究中的应用。

2. 量子运算(quantum operation)

量子运算[2]在不同的文献里有不同的名称。例如，量子信道(quantum channel)，超运算(superoperation)，保迹的完全正映射(completely positive trace-preserving

map)。定义在希尔伯特空间$\mathcal{H}$上的所有的线性有界算子全体记为$\mathcal{B}(\mathcal{H})$。$\mathcal{H}$上的一个量子运算$\mathcal{E}$是定义在$\mathcal{B}(\mathcal{H})$上的如下的一个线性有界算子

$$\mathcal{E}(A)=\sum_{i=1}^{n} E_i A E_i^*,$$

其中，$E_i \in \mathcal{B}(\mathcal{H})$满足条件$\sum_{i=1}^{n} E_i^* E_i = 1$。由于量子运算是依算子定义的，而且$\mathcal{B}(\mathcal{H})$既可以看作为一个$C^*$代数，也可以看作为一个算子空间。建议关注利用算子谱论，算子代数和算子空间的理论和方法对量子运算的研究。例如：所有量子运算之集的端点问题，无限维空间上的 Choi-Kraus 定理和量子运算有关的算子代数的保持问题，量子运算作为定义在$\mathcal{B}(\mathcal{H})$上的初等算子的谱和值域的进一步的研究等。特别是，算子谱论，算子代数和算子空间的理论最新研究成果和思想在量子运算研究中的应用。

3. 对偶量子计算机的数学理论

对偶量子计算机，或者波粒二象量子计算机是最近提出的理论概念[3, 4]，它是一个威力强大的计算机。这一新型计算机的提出,引出了很多相应的数学问题。例如，分割算子(divider operator)和组合算子(combiner operator)，在无限维空间上的广义量子门的端点(extreme point)，量子运算一些子集合的端点和它们之间的包含关系的研究[3,5]，这些问题值得进一步关注。

参 考 文 献

[1] Gudder S. Open problems for sequential effect algebras. Inter J Theor Phys, 2005, 44, 12: 2199-2205.

[2] Ruskai M B. Open problems in quantum information theory. arXiv:0708.1902v1 [quant-ph] 2007, 8: 14.

[3] Gudder S. Duality quantum computers and quantum operations. Inter J Theor Phys, 2008, 47, 1: 268-279.

[4] Long G L. The general quantum interference principle and duality computer. Commun Theor Phys, 2006, 45: 825-844. Also as arXiv: quant-ph/0512120, 2005.

[5] Du Hong ke, Wang Yue qing, Xu Jun lian. Applications of the generalized Lüders theorem. J Math Phys, 2008, 49: 013507.

撰稿人：杜鸿科

陕西师范大学数学与信息科学学院

量子信息启发的量子态操纵基本问题

Fundamental Issues of Quantum Manipulation Inspirited by Quantum Information

在过去的 30 年里，量子物理学发展经历一个蓬勃发展的新阶段。不仅量子力学自身有一些深刻的观念的提出 而且量子观念的重要性从微观世界的外推到宏观世界，许多宏观量子效应在实验上得以证实。高技术的发展使得人们成功地实现了各种人工结构和物质形态，清晰地展示了极端条件下的各种新奇量子效应。基本理论重要的发展还包括人们关于量子理论与时空结构引力理论结合的许多尝试。这方面的努力引申了量子测量和量子退相干的研究内涵，如黑洞的信息损失问题。特别是量子理论与信息和计算机科学交叉，产生了新兴的交叉领域 —— 量子信息物理学(physics of quantum information)。向实用化推进，量子信息学的实用化有可能引发新的技术革命，最终克服摩尔定律描述的芯片尺度极限对计算机科学发展的本质限制。

由于这些在量子信息和纳米微结构方面的发展要求，人们需要在不同的空间尺度、时间尺度和能量尺度上对量子态进行人工的相干操控。现有的信息处理系统——计算机的传统构架发展也要求人们对各种复杂人工系统的量子态知识有更加深入的了解，发展复杂结构的波函数工程，在各种尺度上对微观、介观乃至宏观结构的形态与演化进行量子控制。

从实验角度看：① 由于在各种人工空间结构(如光学晶格)上实现了原子系统玻色-爱因斯坦凝聚，人们能够展示和检验过去在自然物质材料中不能清楚展现的各种量子效应，如 Mott 绝缘体相变和参量下转换效应。对于这样一个宏观的人工量子系统，人们可以通过 Feshbah 共振控制原子间的相互作用，从而展现出丰富的量子效应。② 在介观层次上，人们可以制备纳米结构，并探测其 GHz 的高频振荡，从而可以在实验上考察经典-量子过渡，如实验上观测到了纳米共振器件的量子跃迁。重要的是人们可以把这和高频振荡的纳米器件与单自旋或其他量子比特系统耦合起来，作为一种量子传感器。③ 在量子计算、特别是在固态量子计算方面，人们已经成功地实现了量子比特的可控相干耦合，如 NEC 研究小组最近实现两个电荷量子比特的逻辑门操作；Yale 大学研究小组完成超导传输线与电荷量子比特的

强耦合，形成所谓的 circuit QED。这些介观器件相干耦合实验原则上为实现可规模化量子计算系统奠定了基础。

以上这些实验表明，人们已经能够跨尺度地制备新的量子结构，并在一定程度上控制它们的量子状态。伴随着技术的进步，这些实验方面的新结果不仅佐证量子物理学过去的预言，而且为基础物理研究提出了新的课题：

(1) 人们究竟能够在多大的时空和能量尺度上制备和操纵量子态？

(2) 人们对量子态控制的精度是什么？原理上是否存在的量子控制极限？

(3) 针对具体系统，通过量子态进行量子信息处理(逻辑门操作，量子信息的存储与传输等)是否也有原理的极限?

(4) 关于能量(或能级结构)是传统量子物理耳熟能详的课题，但能量与信息的关系如何？可否通过信息的提取，改进各种人工系统对外做功的能力？

围绕以上的问题，就具体的物理系统，建议开展以下四个方面的研究。

1. 人工原子的腔 QED 与量子比特集成

由于固态体系量子计算发展的迫切需求，近年来利用超导约瑟夫森结量子电路实现二能级人工原子——超导量子比特的研究，在实验和理论方面均取得了引人瞩目的进展。关于超导量子器件的宏观量子特性，各类超导量子比特(包括电荷量子比特、磁通量子比特和相位量子比特)的实验，本质上展示了宏观尺度上人工原子结构的存在。

为了进一步揭示这种宏观人工原子所展现的新奇量子现象，并把它们应用于量子计算的物理实现研究，人们探索了这种人工原子与微波电磁场、超导传输线(superconducting transmission line)以及纳米机械谐振器件(nano-mechanical resonator)实现强耦合的可能性。一旦能够实现各种玻色子模式与超导人工原子的强耦合，人们便实现了一种崭新的、甚至是全固态的腔量子电动力学(cavity QED)结构。从而,不仅可以在更广泛的范围内探索真空物理效应等场量子化现象，而可以在固态系统中实现以此类玻色子模式为数据总线(data bus)的量子信息传输。

在过去两年里，这方面研究取得了突飞猛进的进展。实验上已经成功地观测到超导传输线与电荷量子比特强耦合导致的真空 Rabi 劈裂和应的交流 Stark 效应(或 Lamb 移动)。其中，超导线电压分布量子化相当于一个平面上的量子微腔，与微腔和光学腔的区别是它能实现与约瑟夫森量子比特的强耦合。一方面，这些重要进展证实了量子光学和微腔 QED 结构的普适性：人工原子与场的相互作用和自然原子具有相同的物理特性；另一方面，它会启发人们去探索在固体系统中人工原子所特有的新奇的量子光学现象，深入讨论基于超导人工原子的强耦合量子光学结构形成的物理机制。在高技术方面，由此发展各种新型的量子操纵技术，为量子计算机的最终实现奠定基础。

另外，超导约瑟夫森量子比特可以看成是一个人工原子，类似的人工原子会有与传统自然原子完全不同的性质。如一个非临界外磁通驱动下的三结约瑟夫森环，由于对称性破缺，会出现原子结构。而自然原子由于 $SO(3)$ 和 $SO(4)$ 对称性，只有 V 型、Ξ 型和 Λ 型结构。对于这种人工 Δ 原子进行量子绝热操纵，理论上可以产生持续的可控单光子，形成所谓单光子腔。这里有诸多的理论问题有待进一步探讨，如平面超导电势分布的量子化条件及其向经典过渡的物理机制、半经典效应对产生量子纠缠的影响。

在纳米机械共振器件[1] (NAMR)方面，自旋共振力显微镜[2]相关的理论问题与量子传感器的研究有关。目前实验上已经实现了 Q 值为 10^4、频率为 GHz，达到标准量子极限的 NAMR，它恰好可以和约瑟夫森结量子比特相耦合，因此可以作为量子计算的一种“数据总线”，也可以用来检验微腔 QED 的一些新奇物理现象，如渐进的量子退相干(progressive decoherece)。自旋力“显微镜”的原理也与 NAMR 类似，它是一个纳米尺度的臂，有一个带磁矩的针尖，与铁磁性样品中的单个自旋耦合。这些介观尺度上的纳米器件，充分展示了从量子世界到经典世界过渡中绚丽多姿的新奇物理现象，为实用量子比特的实现提供了各种可以在实验上检验的候选者。

传统的原子腔 QED 研究可以用作全固态的腔量子电动力学结构的理论分析工具，至少形式上是充分的，但固态或机械器件噪音结构有其独特的性质。如 $1/f$ 的低频噪音起着关键作用，其根本机制现在人们还极不清楚。最近日本 NEC 关于电荷量子比特的实验展现了 $1/f$ 噪音对超导约瑟夫森量子计算系统的支配性。目前人们设想可以利用“bang-bang”脉冲和自旋回波的办法克服噪声，但由于机制不清楚，因而不能算根本地解决了问题。今后需要理论和实验研究的共同努力，才能彻底理解低频噪音的起源，并克服低频噪音对固体量子计算的影响。

2. 量子态传输与量子信息存储的基础物理问题[3]

为了在物理上实现有实际用途的量子计算机,需要把普适的量子逻辑门有机地集成起来，保持量子比特间的量子纠缠，并能对它们加以操控。随着集成量子比特数目 N 的增多，量子相干性损失(或称量子退相干，quantum decoherence)会变得越来越大，有时甚至呈 e 指数增长关系。最近有研究表明，单粒子的量子相干性的损失呈 e 指数衰变，但用 concurrence 表征的量子纠缠却会在有限的时间内丧失殆尽。这些结果表明了多量子比特简单集成后的量子相干性更加脆弱，原则上对目前的理论和实验提出挑战。

实用化可集成的量子计算机通常应当构筑于具有稳定量子相干性的固态系统。但固态系统的空间量子关联是有限的。例如，在常温下我们可以利用一个具有强关联特征的“数据总线”把两个固态量子比特连接起来，为了使处于基态的数据总线只

能传递信息而不破坏量子比特系统的能量，就必须要求它有能隙的存在。当这个能隙远远超过量子比特的能级差(满足大失谐条件)，则它可以诱导出两个比特的有效耦合，而不引起它们的能量衰变。然而，对一个固体系统而言，存在能隙意味着量子关联的长度是有限的。直观地看，量子信息传输要求数据总线存在能隙和长距离传输是有矛盾的。因此，固体系统，能隙的存在导致有限的关联长度是量子信息长距离传输的一个理论上的障碍。量子纠缠和量子关联之间的关系是需要深入探讨的一个关键问题。

克服困难的途径有二：① 对实际问题，可以有针对性地进行优化，使得信息传输的任务在所要求的目标下得以尽可能的实现。但这只是一种权宜之计，不得已而为之。② 我们可以采用具有强关联的自旋系统。其中自旋-自旋耦合的强度是可以调节的。这样可以在更长距离上，保持量子纠缠，得到空间上足够长的量子关联，完成近乎理想的量子信息传输。最近研究发现，对于一个能谱有共度的量子系统，在特定条件下，实际演化算子可以变成一个空间反演算子，从而可以把在数据总线一端的波包变为在另一端对称的波包。可以证明，一个光学格点上的玻色-爱因斯坦凝聚原子体系或一个三维硬核玻色子系统可以实现这样的能谱结构，完成近乎完美的量子信息传输 。

实现完美的量子信息传输另外一种可能性是采用量子自旋梯子作为传输自旋态量子信息的中间介质，并使得与梯子两端有两个弱耦合的自旋。这种设计，使得我们能够较好地优化量子信息传输系统：一方面，充分利用能隙的有限性使得自旋梯子的基态成为传输量子信息的稳定通道；另一方面，又使得信息传输是一个没有对数据总线激发的虚过程，从而部分地克服了量子关联长度是有限的这一弱点。

3. 量子计算中的量子控制问题[4]

量子计算原则上是一个由基本量子逻辑门构成的普适量子网络，其中的每一个量子逻辑门操作原则上是一个量子控制过程：从给定的初态出发，通过选择和改变体系的哈密顿量，使体系演化的末态达到预想的目标态。

与经典控制一样，量子控制可分为开环(open loop)和闭环(close loop)控制。前者是一个初态给定、相互作用给定的自动演化过程，而后者则包含了对临时输出的测量与反馈。但不管是何种类型的量子控制，真正的量子控制要求控制器本身应该是一个量子系统，由它提供的控制变量不再是一个人为给定变化规律的经典变量。在量子控制过程中，控制变量的变化是应当由其自身运动和相互作用导致的动力学决定。因此，控制器对被控系统的反作用是不可忽略的。特别是当考虑到有反馈的闭环量子控制，反馈的过程要求从被控系统的输出提取信息，而提取信息的过程相当于量子测量。众所周知，量子力学中的量子测量会引起波包坍缩，从而导致被测系统致命的状态改变。为了克服这种量子反馈的困难，一种可能性是部分地提取信

息，优化逼近目标的时间演化。

量子控制的另一个研究方向是环境噪音控制。虽然目前人们对噪音源的结构和起源不甚清楚，但人们通过加入适当的周期脉冲，压低噪音引起的量子态演化对目标的偏离。这种方法被期望用来克服低频噪音，并且与量子 Zeno 效应与反 Zeno 效应等基本物理现象相联系。

4. 信息处理的物理极限与量子热力学[5]

Landauer 原理本质上预言了任何计算过程一定存在物理极限。在计算机发展的过程中，有各种各样“那么不基本”的物理条件制约计算技术本身。 这些制约是从物理技术的层面考虑问题的，而 Landauer 和 Bennett 的工作主要强调了计算原理上的物理限制。总之，除了在微观的层面给出“麦克斯韦妖”佯谬的一个解决方案，Landauer 原理的另一个意义就是预言了信息处理的物理极限存在。Landauer 原理的直接结果是导致了所谓的摩尔定律的终结。根据 Landauer 原理，擦出一个比特信息就要消耗能量 $kT\ln 2$。由于普适的计算过程必然包括初始化过程，而初始化意味着信息擦出，也就意味着必然要消耗一定的能量，是一种典型的物理不可逆过程。Bennett 进一步证明：对计算系统进行测量的“麦克斯韦妖”， 自身首先必须制备在一个“标准态”上，而测量过程伴随着它的熵转移到环境中去，而环境的熵增加正好补偿这种熵减少。 因而， 当把“麦克斯韦妖”和系统放在一起，进行整体的考虑， 普适计算的循环过程可视之为一个热力学可逆循环。因此， 在量子的层次研究热力学循环和量子热机，是普适量子计算研究的必然要求。

量子热力学研究的另一个重要方面，与相对论和量子非定域性矛盾有关。大家知道，量子的纠缠观念对时空结构的认识赋予了崭新的内容。弯曲时空背景上，物质场会表现出十分奇异的量子特性。由于时空奇异性和视界的存在，真空有可能具有内禀的量子纠缠特征，产生霍金辐射等重要物理现象。另一方面，为了阐解释引力场量子化如何自洽地给出经典世界的经典物理，人们需要应用“量子退相干历史”的观念。这些观念植根于量子力学的测量问题和量子开系统的一般理论，密切联系奇异时空结构导致量子信息损失的物理现象。与传统时空结构有关的量子纠缠问题本质上是一种半经典理论。一个全量子的理论应当包含时空背景场的量子化——这就是所谓的量子引力。量子力学与引力的成功结合，可能是解决 20 世纪物理学许多悬而未决问题的开端：对于整个宇宙而言，通常不存在外部的观察者(仪器)和环境，为什么观察到的宇宙是经典的？ 另外既然经典力学是量子力学的极限，量子力学本身会不会是某种更精确理论的极限？

参 考 文 献

[1] LaHaye M D, et al. Science, 2004, 304 : 74.

[2] Rugar D, Budakian R, Mamin H J, et al. Nature, 2004, 430: 329.

[3] Quan H T, Song Z, Liu X F, et al. Phys Rev Lett, 2006, 96: 140604.
[4] Fu H C, Dong Hui, Liu X F, et al. Phys Rev A, 2007, 75: 052317.
[5] Quan H T, Wang Y D, Liu Y X, et al. Phys Rev Lett, 2006, 97: 180402.

撰稿人：孙昌璞
中国科学院理论物理研究所

量子信息启发的固体系统量子态操纵的基本问题

Fundamental Issues of Quantum Manipulation Inspirited by Quantum Information

在过去的 30 年里，量子物理学发展经历一个蓬勃发展的新阶段。不仅量子力学自身有一些深刻的观念的提出 而且量子观念的重要性从微观世界的外推到宏观世界，许多宏观量子效应在实验上得以证实。高技术的发展使得人们成功地实现了各种人工结构和物质形态，清晰地展示了极端条件下的各种新奇量子效应。特别是量子理论与信息和计算机科学交叉，产生了新兴的交叉领域——量子信息物理学(physics of quantum information)。向实用化推进，量子信息学的实用化有可能引发新的技术革命，最终克服摩尔定律描述的芯片尺度极限对计算机科学发展的本质限制。

由于这些在量子信息和纳米微结构方面的发展要求，人们需要在不同的空间尺度、时间尺度和能量尺度上对量子态进行人工的相干操控。现有的信息处理系统 —— 计算机的传统构架发展也要求人们对各种复杂人工系统的量子态知识有更加深入的了解，发展复杂结构的波函数工程。

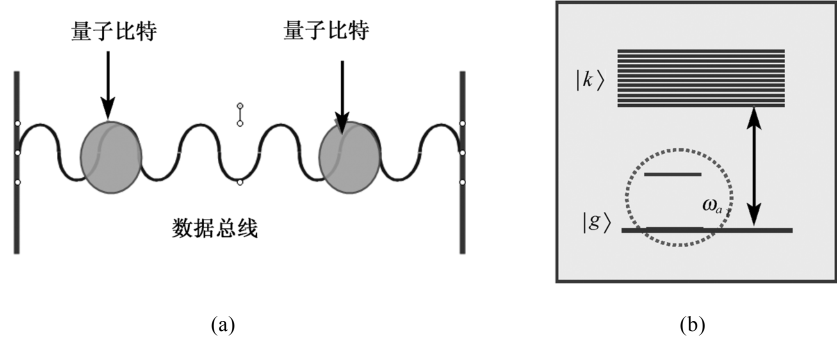
从实验角度看：① 由于在各种人工空间结构(如光学晶格)上实现了原子系统玻色-爱因斯坦凝聚，人们能够展示和检验过去在自然物质材料中不能清楚展现的各种量子效应，如 Mott 绝缘体相变和参量下转换效应。对于这样一个宏观的人工量子系统，人们可以通过 Feshbah 共振控制原子间的相互作用，从而展现出丰富的量子效应；② 在介观层次上，人们可以制备纳米结构，并探测其 GHz 的高频振荡，从而可以在实验上考察经典-量子过渡，如实验上观测到了纳米共振器件的量子跃迁。重要的是人们可以把这和高频振荡的纳米器件与单自旋或其他量子比特系统耦合起来，作为一种量子传感器；③ 在量子计算、特别是在固态量子计算方面，人们已经成功地实现了量子比特的可控相干耦合，如 NEC 研究小组最近实现两个电荷量子比特的逻辑门操作；Yale 大学研究小组完成超导传输线与电荷量子比特的强耦合，形成所谓的 circuit QED[1]。这些介观器件相干耦合实验原则上为实现可规模化量子计算系统奠定了基础。

以上这些实验表明，人们已经能够跨尺度地制备新的固体量子结构，并在一定程度上控制它们的量子状态。伴随着技术的进步，这些实验方面的新结果不仅佐证

量子物理学过去的预言，而且为基础物理研究提出了新的课题。例如，人们究竟能够在多大的时空和能量尺度上制备和操纵量子态？对量子态控制的精度是什么？原理上是否存在的控制极限？针对具体系统，通过量子态进行量子信息处理(逻辑门操作，量子信息的存储与传输等)是否也有原理的极限？围绕这些基本问题，针对物理系统，可以开展以下的研究：

为了在物理上实现有实际用途的量子计算机,需要把普适的量子逻辑门有机地集成起来，保持量子比特间的量子纠缠，并能对它们加以操控。随着集成量子比特数目 N 的增多，量子相干性损失(或称量子退相干，quantum decoherence)会变得越来越大，有时甚至呈 e 指数增长关系。最近有研究表明，单粒子的量子相干性的损失呈 e 指数衰变，但用 concurrence 表征的量子纠缠却会在有限的时间内丧失殆尽。这些结果表明了多量子比特简单集成后的量子相干性更加脆弱,原则上对目前的理论和实验提出挑战。

实用化可集成的量子计算机通常应当构筑于具有稳定量子相干性的多粒子固态系统。通常需要利用一个具有强关联特征的“数据总线”(data bus)把两个固态量子比特连接起来(图 1(a))。为了使处于基态的数据总线只能传递信息而不破坏量子比特系统的能量，就必须要求它有能隙的存在(图 1(b))。当这个能隙远远超过量子比特的能级差(满足大失谐条件)，则它可以诱导出两个比特的有效耦合，而不引起它们的能量衰变。对一个固体系统而言，存在能隙意味着固态系统的空间量子关联的长度是有限的。直观地看，量子信息传输要求数据总线存在能隙和长距离传输是有矛盾的。因此，能隙的存在导致有限的关联长度是量子信息长距离传输的一个理论上的障碍。量子纠缠和量子关联之间的关系是需要深入探讨的一个关键问题。



(a) (b)

图 1 (a) 量子比特的相干集成 (b) 量子“数据总线”的能谱

克服上述困难的可能途径有二：① 对实际问题，可以有针对性地进行优化，使得信息传输的任务在所要求的目标下得以尽可能的实现。但这只是一种权宜之计，不得已而为之；② 我们可以采用具有强关联的自旋系统。其中自旋-自旋耦合

的强度是可以调节的。这样可以在更长距离上，保持量子纠缠，得到空间上足够长的量子关联，完成近乎理想的量子信息传输。最近研究表明，可以采用自旋梯子作为传输自旋态量子信息的“数据总线”，梯子两端有两个弱耦合的自旋。这种设计，可以部分地优化量子信息传输系统：利用能隙的有限性使得自旋梯子的基态成为传输量子信息的稳定通道，尽可能通过虚过程激发传递信息。然而这种办法只能部分地改进关联长度有限的弱点。怎样在常温下用实际的固态系统实现长距离的信息传递是一个没有彻底解决的问题。理论研究还发现，对于一个能谱有共度的量子系统，在特定条件下，实际演化算子可以变成一个空间反演算子，从而可以把在数据总线一端的波包变为在另一端对称的波包。可以证明，一个光学格点上的玻色-爱因斯坦凝聚原子体系或一个三维硬核玻色子系统可以实现这样的能谱结构，完成近乎完美的量子信息传输。然而，这种方案要求的格点数目不能太多，否则中间格点的耦合强度就会变得太大。怎样克服这个困难尚需进一步研究。

关于利用量子自旋链传递量子态还涉及一个更基本的问题，这就是自旋链自身的量子临界行为对与之相互作用的系统量子态演化的影响。考虑这个问题的动机之一是强关联系统的特点存在能隙，而能级交叉与量子相变的行为有关，而在操纵量子态传输的过程中，外参数改变有可能扫过能级交叉点或量子相变临界点。最近，通过研究了单个量子比特与一个横场伊辛模型耦合发现[3]，在量子临界点，伊辛系统具有动力学不稳定性，外界扰动的微小差别可以使得伊辛自旋系统长时间演化到两个差别很大的状态，发生所谓的量子混沌现象。与之对应，和伊辛系统耦合的量子比特会发生量子退相干增强的现象，即描述其有效动力学的约化密度矩阵的非对角项迅速消逝，这个现象可以用 Loschmit Echo(洛施密特回声)描述。目前还没有系统的理论方法却克服这种的内禀的量子退相干。

量子信息启发的量子态操纵问题涉及的另一类系统是固态宏观量子系统，如超导系统。近年来利用超导约瑟夫森结量子电路实现二能级人工原子——超导量子比特的研究，在实验和理论方面均取得了引人注目的进展。关于超导量子器件的宏观量子特性，各类超导量子比特(包括电荷量子比特、磁通量子比特和相位量子比特)的实验，本质上展示了宏观尺度上人工原子结构的存在。超导约瑟夫森量子比特可以看成是一个人工原子，类似的人工原子会有与传统自然原子完全不同的性质。如一个非临界外磁通驱动下的三结约瑟夫森环，由于对称性破缺，会出现△原子结构。而自然原子由于 $SO(3)$ 和 $SO(4)$ 对称性，只有 V 型、Ξ 型和 Λ 型结构。对于这种人工△原子进行量子绝热操纵，有可能产生持续的可控单光子，形成所谓的单光子腔。这里有诸多的理论问题有待进一步探讨，如平面超导电势分布的量子化条件及其向经典过渡的物理机制、半经典效应对产生量子纠缠的影响。

为了进一步揭示宏观人工原子所展现的新奇量子现象，并把它们应用于量子计算的物理实现，人们探索了这种人工原子与微波电磁场、超导传输线(superconduc-

ting transmission line)以及纳米机械谐振器件(nano-mechanical resonator)的强耦合机制。实现各种玻色子模式与超导人工原子的强耦合，人们便得到了一些崭新的、全固态的腔量子电动力学(cavity QED)结构。从而,可以在更广泛的范围内探索真空物理效应等场量子化现象，实现以此类玻色子模式为数据总线(data bus)的量子信息传输。

实验上已经成功地观测到超导传输线与电荷量子比特强耦合导致的真空 Rabi 劈裂和应的交流 Stark 效应(或 Lamb 移动)。其中，超导线电压分布量子化相当于一个平面上的量子微腔,与微腔和光学腔的区别是它能实现与约瑟夫森量子比特的强耦合。这些重要进展证实了量子光学和微腔 QED 结构的普适性，启发人们去探索在固体系统中人工原子所特有的新奇的量子光学结构,由此发展各种新型的量子操纵技术,为量子计算机的最终实现奠定基础。

在纳米机械共振器件[4](NAMR)方面，自旋共振力显微镜[5]相关的理论问题与量子传感器的研究有关。目前实验上已经实现了 Q 值为 10^4、频率为 GHz,达到标准量子极限的 NAMR，它恰好可以和约瑟夫森结量子比特相耦合，因此可以作为传导量子计算的一种“数据总线”，也可以用来检验微腔 QED 的一些新奇物理现象，如渐进的量子退相干(progressive decoherece)。从物理上讲，它实现了一些全新的固态器件-纳米机械腔 QED 结构，其应用联系所谓的自旋力“显微镜” (图 2)。

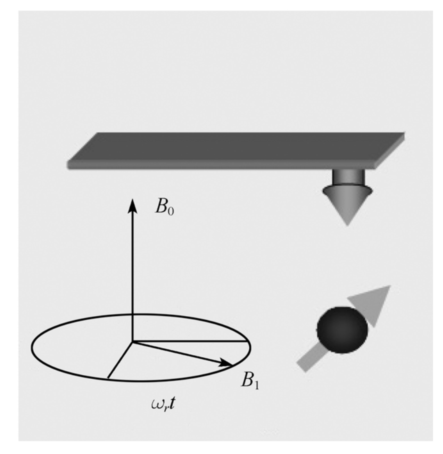


图 2　纳米机械腔 QED 与自旋力“显微镜”

自旋力“显微镜”的原理也与 NAMR 类似，它是一个纳米尺度的臂,有一个带磁矩的针尖，与铁磁性样品中的单个自旋耦合。这些介观尺度上的纳米器件,充分展示了从量子世界到经典世界过渡中绚丽多姿的新奇物理现象，为实用量子比特的实现提供了各种可以在实验上检验的候选者。最终在实验上实现 GHz 纳米机械共振器件与各种人工原子的相干耦合对于物理学是重大挑战。其中的关键是要考虑固态或机械器件噪音结构的独特性质，如 $1/f$ 的低频噪音(其根本机制现在人们还极不清楚)。今后需要理论和实验研究的共同努力，彻底理解低频噪音的起源，提出各种独特的冷却方案，从而克服低频噪音对固体量子计算的影响。

参 考 文 献

[1] Wallraff A, et al. Nature (London) 2004, 162: 431.

[2] Quan H T, Song Z, Liu X F, et al. Phys Rev Lett, 2006, 96: 140604.
[3] Shi T, Li Y, Song Z, et al. Physical Review A, 2005, 71 (3): 032309.
[4] LaHaye M D, et al. Science, 2004, 304: 74.
[5] Rugar D, Budakian R, Mamin H J, et al. Nature, 2004, 430: 329.

撰稿人：孙昌璞
中国科学院理论物理研究所

量 子 信 道

Quantum Channel

半个多世纪以前，信息理论的创始人香农(Claude Shannon)通过对通信系统的深入观察，提出了通信系统的数学模型[1]，从而把信息理论严格化为一门严谨的学科。香农基于经典物理框架之下的信息理论为现代通信技术的发展提供了坚实的基础，刺激了信息社会的技术发展，在信息技术的发展中起了不可估量的作用。香农所处的时代，信息编码的基本单元——比特是以宏观经典客体的不同状态来表示的。随着半个多世纪的技术发展，今天的技术使得人们开始触及尺度为纳米的微观领域。在这个量子物理主宰的世界里，信息的表示不再是以两个相互正交的状态来表示，由于量子态的叠加性，量子比特可以处在这两种不用状态的叠加态上，从而使得对信息单元的操作、传输等一系列实际问题都超出了香农最初的设想，建立经典信息理论的量子对应是量子信息理论所关注的核心问题之一。

在经典信息理论中，信源都是一个数——熵来描述的，它刻画了信源所发送信号的不确定性。类似的，对每个信息传输的信道，人们也引入信道容量的概念，它刻画了信道所能传输信息的最大速率。经典信息理论的核心是香农建立的关于通信理论的三大定理，它们给出了噪声信道的最大传输速率与信道带宽、信噪比之间的关系。然而在量子信息中，由于量子比特的特性，使得香农三定理在这里已不再适用，量子信道理论研究的核心问题就是如何建立这些定理在量子信息理论中的具体对应。

量子信息理论的发展使得人们对这一问题有了很深入的认识。特别是关于香农第一定理——信源编码定理的量子物理对应已被找到，通过引入 von Neumann 熵替换香农熵，Schumacher 很好地解决了量子数据压缩的问题[2]。然而由于量子物理本身的复杂性，对噪声量子信道编码定理的研究一直是个悬而未决的问题，它因而也成为量子信道容量问题研究的最具有挑战性的问题。在经典信道中，信道容量不依赖于反馈信道、不依赖于发送方和接受方的预先共享随机信息、亦不依赖于辅助资源。但是在量子信道的研究中，这些看似不相关的量对量子信道的容量有着很重要的影响。依据不同的编码、解码或辅助资源的应用方式，人们可以对同一个量子信道定义出不同的信道容量。另一方面，对于一个给定的量子信道，它既可以传输量子信息，也可以传输经典信息；而且，如果接受方与发送方事先共享有纠缠，通过消耗这些辅助资源，量子信道有可能传输更多的经典或量子信息。这些因素使得对量子信道容量的研究要比经典信道问题复杂得多[3~11]。

在量子信道的经典信息容量的研究中，目前人们关注的热点是经典信息容量的

可加性问题。本质上，这一问题归结为考察传输信号态之间的纠缠是否可以有助于提升其经典信息容量。早在 1973 年，Holevo 就给出了量子信道 T 的经典容量的上界 $\chi(T)$[3]，由于其有很好的物理对应，故成为信道容量研究中很重要的物理量，被称为 Holevo 界。后来，这一上界被证明在信道应用次数 $n\to\infty$时接收方整块解码的情形下是可以达到的[4, 5]。可以很容易的证明，对于多次应用同一信道的情形下，Holevo 量满足超可加性，即 $\chi(T_1\otimes T_2)\geqslant\chi(T_1)+\chi(T_2)$。然而现在人们关心的是能否把其中的大于号“>”去掉，如果这个假设成立的话，则说明 Holevo 量满足可加性，这样通过计算 Holevo 量，我们就可以直接得到量子信道的经典容量，无需在计算中引入 $n\to\infty$的极限过程。更进一步的研究显示，量子信道经典容量的可加性问题的研究并不孤立，它和混合量子态形成的纠缠以及信道的最小输出熵等的可加性问题是相互等价的，其中前者亦是量子信息领域亟待解决的难题之一[6]。

信道的量子容量的研究直接关系到香农第二定理的量子推广。在这里，人们所关心的不再是信道传输经典信息的能力，而是考察量子比特在经过噪声信道以后所能保持量子态信息的多少。尽管量子信道容量在 $n\to\infty$极限下被证明与信道的相干信息等价[7~9]，但是如何有效的计算这一相干信息量是一个非常困难的问题。当 $n\to\infty$时，计算量子信道容量所涉及的变量指数增多，由于没有香农第二定理(噪声量子信道编码定理)的量子对应，不能使问题简化，对量子信道容量的求解也变得不可能。它被认为是量子信道研究中最重要的问题。这一问题相当复杂以至于对量子信道容量是否连续这一看似简单问题的回答也绝非显然[10,11]。

参 考 文 献

[1] Shannon C. Bell Syst Tech J, 1948, 27: 379, 623.
[2] Jozsa R, Schumacher B. Phys Rev A, 1995, 51: 2738.
[3] Holevo A S. Probl. Inf Transm, 1973, 9: 177.
[4] Holevo A S. IEEE Trans Inform. Theory, 1998, 44: 269.
[5] Schumacher B, Westmoreland M. Phys Rev A, 1997, 56: 131.
[6] http://www.imaph.tu-bs.de/qi/problems/.
[7] Lloyd S. Phys Rev A, 1996, 55: 1613.
[8] Shor P W. Mathematical sciences research institute workshop. ww.msri.org/publications/ln/msri/2002/quantumcrypto/shor/1/.
[9] Devetak I. http://arxiv.org/abs/quant-ph/0304127.
[10] Keyl M, Werner R F. How to correct small quantum errors. in Coherent Evolution in Noisy Environment. Springer, Lecture Notes in Physics, 2002, 263: 611 and quant-ph/0206086 (2002).
[11] Charles H B, Peter W S. Science, 2004, 303: 1784.

撰稿人：周祥发　郭光灿
中国科学技术大学中国科学院量子信息重点实验室

量 子 芯 片

Quantum Chip

芯片是计算机的核心，电子芯片的集成度决定着电子计算机的运算速度，量子计算机的运算速度不取决于量子芯片的集成度,而是依赖于量子力学的叠加性所呈现的并行运算能力。量子芯片由许多量子比特构成，每个量子比特是存储和处理量子信息的基本单元。它可能是原子、离子、量子点、超导基元等二能级量子系统。作为量子芯片的物理体系必须满足若干基本条件，如具有较长的相干时间、易于寻址和操作、物理可扩展性好、能精确制备初始量子态、易于读出、提取最终的信息等。

有若干候选的物理系统可望研制量子芯片，如量子点、超导、原子芯片、固体微球芯片等。这些体系有着各自优缺点，用来研制成量子芯片需要解决许多关键性科学技术问题。

传统的计算机芯片是利用晶体管电流的导通和截止作为经典信息单元 1 和 0，这种利用半导体器件中的电荷自由度做信息处理已经构成当今微电子技术的基础。而半导体量子点是借鉴成熟的微加工方法，在半导体 2 维电子气上制备一些电极，对其进一步受限制造出来的纳米结构，也被称为单电子晶体管。显然单电子晶体管中的电子应该服从量子力学规律,可以将电子自旋的向上和向下作为量子信息单元 1 和 0[3]，这种利用半导体器件上的自旋进行量子信息处理被认为是最有希望成为未来的量子芯片的方向之一。

从 21 世纪初开始起，人们在半导体量子点作为量子芯片的实验研究中取得一系列重大进展。首先，在 2001 年美国 Purdue 大学 Chang 教授的小组，在 2004 年美国 Harvard 大学 Marcus 教授的小组，分别成功的制备了量子点中的电子自旋纠缠态，这是第一次在半导体器件中实现量子纠缠,取得了最初的突破。接着，在 2005 年，美国 Harvard 大学 Marcus 教授的小组实现了制备量子点上的自旋单态和三态作为量子比特，并进一步利用电极操控实现量子比特的 SWAP 门操作，这是第一次在半导体器件中实现自旋量子比特和量子逻辑门操作,成为当年度的世界十大科技进展之一。紧接着，在 2006 年，荷兰 Delft 技术大学 Kouwenhoven 教授的小组引入射频场作用在自旋量子比特上，观察到量子比特的 Rabi 振荡，这是第一次在半导体器件中明确地显示量子相干性。最近，美国加州大学洛杉矶分校姜弘文教授的小组与荷兰 Delft 技术大学 Kouwenhoven 教授的小组，同时在 Nature 杂志报道

一个重要的突破，他们使量子点上的电子与测量仪器中电流之间相互作用，从而通过测量仪器电流的变化反过来读出量子点上的自旋状态，这是首次在半导体器件中测量出单个自旋量子比特的信息，引起了很大的轰动。可以这么说，半导体量子点作为量子芯片的几个基本条件：量子比特、量子逻辑门、量子相干性、量子测量都已经在实验中实现了，所以著名的量子信息专家 Divincenzo 在 Science 杂志发表评论，认为半导体量子点作为量子计算的基本元器件是一条可行的路。

尽管利用半导体量子点的自旋进行量子信息处理已经获得许多令人瞩目的进展，但是要成为真正的量子芯片还有很多困难需要解决。量子芯片本质性地利用了量子相干性，然而半导体量子点体系受周边环境的影响比较严重，控制其退相干，维持其量子相干状态遇到了更大的挑战。为了使半导体量子芯片成为现实，一个重要的科学问题就是需要仔细了解半导体量子点中自旋的相干性质和退相干机制，在此基础上寻找一些控制量子相干性的方案，来有效地实现量子信息过程。

最近人们在半导体量子相干性保持这个关键科学难题的研究中取得了一些可喜的进展。一方面，美国 Harvard 大学 Marcus 教授的小组和荷兰 Delft 技术大学 Kouwenhoven 教授的小组分别做了一系列重要工作，揭示了半导体量子点周边环境中核自旋状态是引起量子点中电子自旋相干性丧失的主要因素，进一步指出通过加磁场，自旋回声等手段，可以大大改善量子点上自旋的相干性。另外一方面，包括美国加州大学洛杉矶分校姜弘文教授的小组在内许多研究人员开始探索利用 Si/Ge 和石墨等半导体材料制备量子点作为新型的量子芯片，在这些新材料中没有核自旋，所以具有很长量子相干时间，初步的实验结果已经引起了国际上的广泛关注，为半导体量子点作量子芯片的研究开辟了一条全新的思路。

参 考 文 献

[1] Feynman R P. Int J Theor Phys, 1982, 21: 467.
[2] Deutsch D, Jozsa R. Proc R Soc London A, 1992, 439: 553.
[3] Loss D, Divincenzo D P. Phys Rev A, 1998, 57: 120.

撰稿人：涂　涛　郭国平　郭光灿
中国科学技术大学中国科学院量子信息重点实验室

量子相变与量子纠缠中的一些有待解决的问题

Some Unsolved Problems in Quantum Entanglement and Quantum Phase Transition

物质系统的物理学性质随着某些参数变化发生突变的现象称为相变[1]。热力学系统的相变，一般是由系统的热涨落造成的。典型的例子是：日常生活中，温度变化引起液体的气化或凝固现象等。在这类相变(称为热力学相变)中，系统的热力学函数(一个关于系统热力学性质，如温度、体积、外场等函数)，如自由能，在相变点附近会出现奇异性。在绝对零温的情况下，由于系统的热涨落不复存在，系统的整体行为严格服从量子力学规律，因此量子涨落主导系统的物理性质。此时，当刻画系统的基本参量(如相互作用强度、外场等)发生改变，系统的整体行为(如电性、磁性等)的变化也会发生从定量到定性变化的飞跃。这种在绝对零温下，由于量子涨落而引起的系统整体物理学性质的突变称之为量子相变[2]，典型的例子包括量子霍尔效应、由掺杂引起的超导电性、零温下的 Mott 转变等。

在量子力学中，物理系统的状态可以用波函数或密度矩阵来描述。例如，对于一个由两个自旋组成的系统来讲，它们可以处在一个自旋单态上：$(|\uparrow\downarrow\rangle-|\downarrow\uparrow\rangle)/\sqrt{2}$。这种叠加性会使两体间存在一种相互依存性。仍以双自旋单态为例，如果我们对其中一个自旋进行测量并得到自旋向上的结果，那么不管另一个自旋相距多远，在测量发生后，它将不可避免的被投射成自旋向下的状态，这种超越时空的量子状态间的关联就叫做量子纠缠[3]。它是量子理论中用来描述能量物质之间相互关联的一种方式，这种关联具有一定的可预测性，而且与能量物质间的距离无关。

那么，人们自然会问：作为量子系统的特性之一，量子纠缠这种纯粹的量子关联，在由量子涨落所驱动的量子相变中，起着什么样的作用呢？近几年来，这个问题在国际理论物理学，特别是量子信息与凝聚态物理的交叉领域引起了人们极大的关注。经过近六年的努力研究，在量子相变与量子纠缠研究领域，人们已获得了一些共识[4~12]。这些共识包括(但不限于)：① 系统的局域两体纠缠或系统的局部与其余部分的纠缠在相当程度上能描述相变，包括传统的朗道理论所描述的相变、由 Kosterlitz 与 Thouless[13]在 20 世纪 70 年代所提出的连续相变，如 XXZ 链等；该描述往往比用能量描述更好。② 系统的纠缠熵的面积定理的发现以及后来对拓扑相变的描述；这一点也比仅由能量来描述相变更好。然而，在量子相变与量子纠缠领域，仍然有许多问题尚未被彻底解决。这些问题包括但不限于：

问题 1. 纠缠刻画量子相变的普适性理论问题。这个问题的起源在于纠缠本身的复杂性。在传统的连续相变理论之中，朗道的对称破缺理论取得巨大成功，在很大程度上归功于这一理论中的序参量概念的易懂性和实验可测性。然而，纠缠并不具有这一优点，甚至对于高维系统和多体系统而言，纠缠在数学上还没有一个被普遍接受的定义和易于计算的方法。所以建立一个量子相变与纠缠的普适性理论有很大的挑战性。

问题 2. 纠缠与相变分类的问题。在凝聚态物理中存在着各种各样的相变，虽然已有不少研究小组，在一定程度上，研究了纠缠在这些相变中的行为，但是还没有找到一个描述纠缠的量，使其度量(如极大值、临界指数等)能够对相变做出合适的分类。

问题 3. 纠缠与拓扑相变的关系。尽管拓扑纠缠在一定程度上帮助人们理解了拓扑相变[12]，但在凝聚态物理中，纠缠本身仍很难进行实验测量，其在探测拓扑相变上仍有相当的局限性。

最后要指出的是，以上三个问题并不完全是相互独立的，解决其中任何一个问题都会对解决其他问题提供帮助。

参 考 文 献

[1] Huang K. Statistical Mechanics. New York: Wiley, 1987.

[2] Sachdev S. Quantum Phase Transitions. Cambridge: Cambridge University Press, 2000.

[3] Nielsen M A, Chuang I L. Quantum Computation and Quantum Information. Cambridge: Cambridge University Press, 2000.

[4] Amico O L, Falci G, Fazio R. Nature, 2002, 416: 608.

[5] Osborne T J, Nielsen M A. Phys Rev A, 2002, 66: 032110.

[6] Gu S J, Lin H Q, Li Y Q. Phys. Rev. A, 2003, 68: 042330.

[7] Vidal G, Latorre J I, Rico E, et al. Phys Rev Lett, 2003, 90: 227902.

[8] Gu S J, Deng S S, Li Y Q, et al. Phys Rev Lett, 2004, 93: 086402.

[9] Korepin V E. Phys Rev Lett, 2004, 92: 096402.

[10] Chen Y, Zanardi P, Wang Z D, et al. New J Phys, 2006, 8: 97.

[11] Amico L, Fazio R, Osterloh A, et al. Rev Mod Phys, 2008, 80: 517.

[12] Levin M, Wen X G. Phys Rev Lett, 2006, 96: 110405.

[13] Kosterlitz J M, Thouless D J. J Phys C, 1973, 6: 1181.

撰稿人：顾世建[1]　林海青[1]　李有泉[2]

1 香港中文大学物理系

2 浙江大学物理系

量子算法和量子计算的复杂性

Quantum Algorithm and Quantum Computational Complexity

量子计算的想法最早见于 Feynman(1982, 1986 年)和 Deutch (1985 年) 的文章[1~3]。按照量子力学原理运转的计算机(目前还处于假想阶段)称为量子计算机, 由量子计算机完成的计算称为量子计算, 在量子计算机上实行的算法称为量子算法。

量子计算机的奇特之处在于其存储器(量子存储器)的工作机制。量子存储器是由一些称为 q 比特的存储单元构成的, 每一个 q 比特是态空间为 2 维的量子系统。数据按照某种编码方式对应量子存储器的量子态,量子计算每一步骤对应量子存储器的量子态的一种改变方式。根据量子力学原理, 这通过作用于量子存储器的态空间上的幺正变换来完成。量子计算的灵魂是态叠加原理。假定需要计算某个函数 f 在 x, y, z 处的值, 求 f 的函数值的计算由幺正变换 U 实现。根据态叠加原理, 可以构造 x, y, z 对应的量子态的线性叠加态作为输入。由于 U 是线性变换, U 作用于这个态后得到的量子态中包含了函数值 $f(x), f(y), f(z)$ 的信息。这是否意味着我们同时求得了这三个函数值? 未必! 这取决于我们是否能够有效地读出量子态中包含的信息。

有了态叠加原理, 我们可以将许多初始数据写入量子存储器的一个量子态, 并对之同时进行处理, 处理的结果存储在另一个量子态中。要真正发挥量子计算机的威力就必须充分考虑并利用量子态可以线性叠加这种特性。这还只是问题的一面, 更困难的另一面是, 解决好从一个相干叠加态有效地读出有用信息的问题, 对量子态进行简单的观测是行不通的。简单的观测会使量子态坍缩从而导致信息丢失。著名的 Shor 算法[4]的令人叹服之处就在于以普通人难以想象的方式处理了这更困难的另一面。这个算法是 Shor 于 1994 年提出的。

Shor 算法将大数分解问题的时间复杂度从指数形式降为多项式形式。因为当今广泛使用的 RSA 公钥密码体制其可靠性是由大数分解问题的指数时间复杂度保证的, 所以 Shor 算法一经发表立即引起巨大反响。这篇至今仍是量子计算领域最重要的文章发表后, 很多人致力于寻找更多有意义的量子算法。1997 年 Grover 数据库搜索算法[5]的提出是一个重要进展，此后在这方面再没有激动人心的发现。另一方面, 量子计算已经顺理成章地逐渐成为数学研究的一个方向, 这很大程度上应归功于 Shor 的贡献。可计算性与计算复杂性是理论计算机科学的两个核心概念，量子计算复杂性因此成为量子计算的重要研究课题。关于可计算性, 现在的观

念是可计算函数等同于递归函数。 量子计算的研究是否会对这一观念产生深远的影响？回答这个问题现在为时尚早。

参 考 文 献

[1] Feynman R. Int J Theor Phys, 1982, 21: 467.
[2] Feynman R. Found Phys, 1986, 16: 507.
[3] Deutsch D. Proc R Soc. London Ser A, 1985, 400: 97.
[4] Shor P W. SIAM J. Comput, 1997, 26: 1484.
[5] Grover L K. Phys Rev Lett, 1997, 79: 325.

撰稿人：刘旭峰
北京大学数学学院

量子器件中的 1/*f* 低频噪音问题

1/*f* Low Frequency Noises in Quantum Devices

随着微纳加工技术的发展，量子器件中单电子、单光子、单自旋和单库珀对(Cooper pair)的操控和测量已成为新的研究热点。这不仅与信息科学和量子信息的发展有关,更重要的是,它们为科学家发现新的物理现象和效应提供了难得的机遇。在各种固态量子器件中，最典型的例子是单电子晶体管。当物理学家在实验室首次制备出单电子晶体管时[1]，人们就对其用于制造新型的、更大功能的计算机寄予厚望，但很快发现某种低频电荷噪音强烈地影响着单电子晶体管，并制约其功能的提高。同时，人们在别的量子器件中还发现其他类型的低频噪音，如低频磁通噪音和低频电流噪音等[2,3]。与低频电荷噪音一样，它们也强烈地影响和制约量子器件的功能。

虽然在固态量子器件中发现了不同类型的低频噪音(如低频电荷、低频磁通和低频电流噪音等)，但它们有一个共同的特点，就是其噪声谱函数的形式是 1/*f*，这里 *f* 表示频率。这就是人们常把量子器件中的低频噪音简称为 1/*f* 噪音的缘由。科学家通过大量的物理实验显示，低频噪音是影响固态量子器件的最关键的因素，但对产生低频噪音的原因却了解得还很不够。对以电荷为主导自由度的固态量子器件(如单电子晶体管[1]、超导电荷量子比特[4]等)，人们通过实验发现，起主要作用的是低频电荷噪音，并且这种噪音来源于量子器件衬底中或者分隔导体的绝缘层中的电荷涨落。同时认为引起这种电荷涨落的原因是，电荷被衬底或者绝缘层中的杂质、缺陷束缚，而束缚时间的长短则是随机变化的。对以磁通为主导自由度的固态量子器件(如超导磁通量子比特[2])，起主要作用的是低频磁通噪音。然而，人们对产生该磁通涨落的微观机制尚未清楚。至于量子器件中的低频电流噪音，人们对产生这种噪音的机制也不是很了解，只是认为分隔导体的绝缘层中或者量子器件衬底中的电荷涨落是可能的原因之一。

固态量子器件中的 1/*f* 低频噪音强烈地影响量子态的相干特性，是制约量子器件功能发挥的关键因素。它不但是固态量子器件领域中最重要的问题之一，同时也是目前技术上的一个大难题。因此，认识了解 1/*f* 低频噪音，特别是了解产生低频噪音的原因和微观机理，不仅有重要的学术价值，而且有助于帮助人们发现降低 1/*f* 低频噪音对量子器件影响的有效方法。

参 考 文 献

[1] Fulton T A, Dolan G J. Phys Rev Lett, 1987, 59: 109.
[2] Bertet P, et al. Phys Rev Lett, 2005, 95: 257002.
[3] Simmonds R W, et al. Phys Rev Lett, 2004. 93: 077003.
[4] Nakamura Y, et al. Phys Rev Lett, 2002, 88: 047901.

撰稿人：游建强
复旦大学物理系

量子纠错和量子编码

Quantum Error-Correcting Codes

从 20 世纪 50 年代以来，数字通信的纠错理论和工程实现取得不断的进步。在理论方面，利用近世代数和代数几何等数学工具构作出性能良好的纠错码。在工程技术方面，20 世纪 60 年代 Massey-Berlekarmp 译码算法的成功，可以用线性移位寄存器进行纠错译码，使 BCH 码在通信工程上得到广泛的实际应用。20 世纪末 Sudan 提出了称之为 List decoding 的新型纠错译码，对于多于纠错码最小距离一半位数错误情形，给出一种多项式概率算法，这项工作获 2002 年世界数学家大会(北京)颁发的尼凡林那奖(这个奖每四年给在应用数学领域取得最高成就的一位年轻学者)。

基于量子物理机制的通信方式和计算方式已被提出了几十年，在 20 世纪末期成为通信和计算领域的热点之一，在理论和实验方面都不断取得鼓舞人心的进步。但是在十多年前，人们普遍认为，即使量子计算机和量子通信在未来进入到使用阶段，在量子纠错方面，无论是量子通信还是量子计算，都是困难的问题。这是由于量子力学机制有不确定性关系、不可复制性和纠缠态的影响，并且在量子测量时，量子状态由于与环境相互影响而发生变化。

量子纠错的上述困难在 1995~1996 年取得重要突破。P.W.Shor, C.H.Bennett 和 A.M.Steane 等相互独立地提出了量子纠错的简化物理模型，将混合纠缠态量子错误归结于在每个量子位(qubit)上独立发生的错误，并且在每个量子位上的错误均简化成三种 Pauli 算子 σ_x, σ_z 和 $\sigma_y = \mathrm{i}\sigma_x\sigma_z$ (P.Shor 由于在 1996 年给出大数分解的多项式量子算法，获得 1998 年世界数学家大会(柏林)尼凡林那奖)。基于量子纠错的这种简化物理模型，A.R.Calderbank 和 P.W.Shor 等于 1996~1997 年给出了参数为 [9, 1, 3]的第一个量子纠错码，并且很快改进成参数为[5, 1, 3]的最优量子码。1998 年，A.R.Calderbank, E.M.Rains, P.W.Shor 和 N.J.A.Sloane 给出量子纠错码的确切数学描述方式，并且提出了构作量子码的一种重要的数学方法，叫做加性量子码或 stabilizer 量子码。这种方法给出了经典(即数字通信中采用的)纠错码和量子码之间的密切联系。采用这种联系，他们对于码长$\leqslant$30 的情形构作了一批纠错性能良好的量子码，在这个量子码的表格中，有许多已达到最优。这项工作对于量子纠错码的发展予以极大的推动。自 1999 年以来，人们利用经典的纠错码(如 Reed-Muller 码、BCH 码、代数几何码等)构作出一系列好的量子码(分别叫做量子 RM 码，量子

BCH 码，量子代数几何码等)，发现了更多的量子码，其性能优于上述 1998 年工作中所列的量子码。

一个量子纠错码 Q 是指 n 个二维复向量空间 C^2 的张量积 V 中一个 K 维复向量子空间($K \geqslant 1$ ， V 的维数为 2^n)。张量积的每个分量是一个量子位， n 即是量子位的个数，叫作量子码 Q 的码长。除了 n 和 K 之外，量子码 Q 的另一个重要参数是它的纠错能力。复向量空间 V 中两个向量 $|u>$ 和 $|v>$ 对于厄米内积(表示成 $<u|v>$)正交(即 $<u|v>=0$),在量子物理中这两个量子态是完全可区分的(distinguishable)。量子码 Q 的最小距离是满足下列条件的最大整数 d ：对于 Q 中任意两个正交的码字 $|c>$ 和 $|c'>$ ，它们分别被错误算子 e 和 e' 作用。如果 e 和 e' 的错误量子位总和不超过 $d-1$ ，作用后向量 $e|c>$ 和 $e'|c'>$ 仍然正交(即 $<e|ee'|c'>=0$)。量子码的最小距离 d 也可采用由 V 到 Q 的投射算子来定义。最小距离为 $d=2l+1$ 的量子码可以纠正不超过 l 位的任意 Pauli 算子错误，所以 d 愈大则量子码的纠错能力愈强。

量子码 Q 的上述基本参数表示成 (n,K,d) 或者 $[n,k,d]$ ，其中， $k=\log_2 K$ 。由于量子码 Q 的维数 K 不超过整个空间 V 的维数为 2^n ，所以 $0<k\leqslant n$ 。量子纠错和量子编码的第一个重要问题是：

1. 构作性能良好的量子纠错码

也就是说，对于给定码长 n ，希望量子码 Q 有大的维数 K (或者 k ，这时可传输较多的信息)，也希望有大的最小距离 d (这时有好的纠错能力)。但是 n,k,d 这三个参数是相互制约的。它们之间的相互制约关系用不等式表达出来，叫作是量子码的界。例如，若存在参数 $[n,k,d]$ 的量子码，则

$$\text{(量子 Singleton 界)}\quad n\geqslant k+2d-2$$

$$\text{(量子 Hamming 界)}\quad 2^{n-k}\geqslant\sum_{i=0}^{\left[\frac{d-1}{2}\right]}\binom{n}{i}$$

其中， $[\alpha]$ 表示实数 α 的整数部分，而 $\binom{n}{i}$ 是 n 个物体取出 i 个的组合数。这些界都是量子码存在的必要性条件，达到其中某个界的(即不等式成为等式)的量子码就是性能好的码。例如，1996 年给出参数 $[n,k,d]=[5,1,3]$ ，达到 Singleton 界 (5=1+2×3−2)，从而是一种最优码。如上所述，利用经典纠错码，人们构作了一系列性能良好的加性量子码，其中的一部分达到或渐近地达到最优，这些研究大部分发表在 *IEEE Trans. Information Theory* 和 *Designs, Coding and Cryptography* 等刊物上。进

一步寻求新的量子码，其性能(即参数)超过前人，仍是量子纠错的重要研究课题。

量子纠错的另一些重要问题是：

2. 寻求好的量子纠错译码算法

经典纠错码的译码算法已有长足的进步，并且已达到实用阶段。量子码的纠错译码算法问题还研究的很不充分。对于性能良好的量子码，为了寻求好的纠错译码算法，需要研究该量子码所具有的代数结构和不变量(如重量多项式等)。

3. non-binary 量子码

上述量子码是 binary 量子码，每个量子位是 2 维复空间 C^2 中的非零向量。对于 non-binary 情形，每个量子位是 C^q 中的非零向量，其中 q 是大于 2 的正整数(叫作量子码的 level)。V 为 n 个 C^q 的张量积，而 non-binary 量子码 Q 是 V 的一个复向量子空间，3 个 Pauli 错误算子改用 q^2-1 个推广的错误算子，然后类似地定义量子码 Q 的最小距离。non-binary 量子码的研究不仅有自身的理论兴趣，而且对于量子通信和量子计算中的容错问题是重要的，non-binary 量子码的研究始于本世纪初。当 q 是素数方幂的时候，binary 加性码的 stabilizer 方法已被推广到 non-binary 量子码，利用 q 元有限域上的经典纠错码已构造出一系列 level 为 q 的 non-binary 量子码，文献[4]是迄今为止这方面最系统的总结。构作性能更好的 non-binary 量子码，分析它的结构和研制译码算法，仍需进一步努力。

4. 非加性码的研究

我们简述构作加性码的基本思想。V 上所有错误算子构成一个有限非交换群 E，取 E 的一个交换子群 G，利用群 G 的特征标理论，可以得到 V 的一批子空间 $Q(\chi)$，它是 G 中所有错误算子的公共本征(不变)子空间(stabilizer)，元素 $g\in G$ 的本征值为 $\chi(g)$，这里 χ 是群 G 的一个特征标。这些子空间 $Q(\chi)$ 就是加性量子码。交换群 G 可等同于有限域上的一个经典纠错码，由此可决定量子码 $Q(\chi)$ 的最小距离。利用这种方法，人们已经构作出许多好的量子码，但是加性量子码仍有局限性。比如说，对于 $level=q$ 的情形，加性量子码的维数只能是 $q^l(l\geqslant 1)$，不能构作其他维数 K 的量子码。所以寻求构作量子码的新型方法(非加性码)是很重要的。事实上，非加性码于 1999 年就由 Rains 开始考虑，他给出一批 $d=2$ 的非加性码，其性能超过加性码的能力。邢朝平等人给出量子码的新型刻画方式，由此得到比 Rains 更好的非加性码，并且利用经典代数几何码改进了量子码的渐近界 (见 IEEE Trans. IT-52(2006), 986-0991) 和 Trans. Amer. Math. Soc 2008 年的文章)。2007 年以来关于非加性码的研究似乎有更加活跃的趋势。

参 考 文 献

[1] Caldbank A R, Rains E M, Shor P W, et al. Quantum error correction via codes over GF(4), IEEE Trans Inf Theory, 1998, 44: 1369-1387.
[2] Shor P. Scheme for reducing decoherence in quantum memory. Phys Rev A, 1995, 2: 2439-2496.
[3] Steane A M. Multiple-particle interference and quantum error correction. Pro Roy Soc London A, 1996, 452: 2551-2577.
[4] Ketkar A, Klapenecker A, Kumar S, et al. Nonbinary stabilizer codes over finite fields, IEEE Trans Inf Theory, 2006, 52: 4892-4914.

撰稿人：冯克勤
清华大学数学科学系

量子计算机

Quantum Computer

1. 引言

20 世纪高科技最重要的标志是电子计算机。电子计算机以半导体微电子技术为基石，每 18 个月计算机的运算速度翻一番，这就是支配着当代信息技术高速发展的著名摩尔定律。半导体微电子领域的巨大进步与卓越贡献，已诞生了 1956 年和 2000 年两次诺贝尔物理学奖。

摩尔定律造就了 IT 产业几十年的辉煌。然而现代半导体微电子技术正在迅速地迫近其物理极限，每块芯片上集成度越高，相应的单个晶体管尺寸就越小，每个晶体管上电子数目越少，最终必将进入到纳米尺度，器件上只有少数几个电子。由于量子效应的影响，人们将完全失去按传统方式控制电子的能力，于是摩尔定律将失效，摩尔时代必将告终。人类文明社会的持续发展必然要依仗着基于量子力量更深层次更奥妙的物理现象的新一代技术的出现，人们正期待着这个后摩尔时代的到来。

量子计算将成为后摩尔时代最具有标志性的新技术，它是量子物理与信息科学相融合的新兴交叉学科。量子计算以量子态作为信息单元，信息从产生、传输、处理和检测等均服从量子力学的规律。基于量子力学的特性，量子计算可以实现经典计算机所无法做到的新的计算功能，突破现有半导体微电子技术的物理极限。

2. 量子计算：新颖的计算模式

我们知道，现在所使用的经典信息是以比特（0 或 1）作为信息单元，信息的内容是以按某种预先设定的规则排列的一串 0 和 1 序列来标识的。量子信息应用到量子理论的本质特征—量子态叠加原理，即若 0 和 1 分别是物理系统允许的两个状态，那么由这两个态的线性组合所形成的状态也是系统所允许的。量子信息以 0 和 1 的这个叠加态作为信息单元，称为量子比特，量子态的不同就标志着所含的信息内容不同。事实上，经典信息是量子信息的特例，量子信息是经典信息的扩展和完善，正如复数是实数的扩展和完善。

计算机的芯片是由许许多多存储器构成的。电子计算机的一个存储器只能存储一个数据，0 或者 1；量子计算机的一个存储器基于量子叠加原理可以同时存储两个数据，0 和 1；两个经典存储器也只存储一个数据，即 00，01，10，11 四个数据

当中的任一个，而两个量子存储器可以同时存储四个数据，即 00，01，10，11。不难想象，N 个经典存储器只能存储 2^N 个数据中的任一个数，而 N 个量子存储器则可以同时存储 2^N 个数据，可见量子存储器的存储数据的能力是经典的 2^N 倍，且随 N 指数增长。例如，250 个量子存储器可同时存储比宇宙原子数目还要多的数据。

计算机的运算实际上是对其存储器中所存储的数据实施变换的操作。经典计算机每操作一次，只能变换一个数据，而 N 个存储器的量子计算机每操作一次，可同时变换 e^N 个数据。可见，对 N 个量子存储器实施一次操作，其效果相当于对 N 个经典存储器进行 2^N 次操作，这正是量子计算机具有巨大并行运算能力的内在根源。若能运用合适的量子算法，这种并行运算能力将可以大大地提高计算机的运算速度，有可能使某些在电子计算机上呈指数复杂度的函数在量子计算机上呈多项式复杂度。

迄今最重要的量子算法是 Shor 于 1994 年提出的量子并行算法[1]，这是量子信息领域中的里程碑成果。Shor 因此项杰出成就而荣获 1998 年世界数学家大会最高奖。量子并行算法可以用来求解“大数因子分解”的难题，它是现代广泛使用的公钥 RSA 体系的安全性基础。运用电子计算机分解大数 N 所需运算步骤随输入长度 $\log_2 N$ 指数增长。例如，N=129 位，1994 年人们曾用 1600 个工作台并行运算，花了 8 个月才分解成功。Shor 算法证明，采用量子计算机并行运算，分解 N 的步骤随 $\log_2 N$ 的多项式增长。对于 N=129 位，如果运用有 2000 个存储器的量子计算机只需要 1 秒钟便可分解成功。所以，一旦量子计算机研制成功，包括 RSA 在内的现在所使用的全部公钥体系都将被攻破。

另一个重要的量子算法是 Grover 量子搜寻算法[2]。设想从 N 个未分类的客体中要寻找某个特定客体。经典计算机需要操作 $\frac{N}{2}$ 次，寻找到正确答案的概率为 1/2，而 Grover 算法只需 $\sqrt{N}$ 次操作，找到的概率接近于 1。这类量子算法虽不如 Shor 算法那样有指数量级的加速，但其应用十分广泛，例如，可以用来有效地攻破目前普遍使用的 DES 密码体系。

量子计算机的实际应用最重要障碍是宏观环境不可避免地会破坏其量子相干性，即所谓消相干问题。一旦量子相干性消失了，量子计算机便会自动地演化成经典计算机，量子计算的并行处理能力也随之荡然无存！因此，若无法有效地克服消相干的影响，即便研制成功量子计算机，也是得不到任何实际应用，量子计算只能是纸上谈兵。科学家最终发明了能有效克服消相干的量子编码，它通过引进足够的信息冗余来对付各类消相干过程的影响，确保量子计算的可靠性。迄今有三种不同的量子编码原理，即量子纠错码[3]、量子避错码[4](又称“无相干子空间”)和量子防错码[5](又称动力学消耦合的量子编码)。

当人们跨越过消相干的困境后，量子计算的实现原则上就已不存在不可逾越的

障碍了，学术界越来充满坚定的信念：量子计算这种新颖的运算模式总有一天会实现！

3. 量子计算机的工作原理

计算机科学起源于 1936 年图灵提出的图灵机模型。现代的电子计算机工作原理如图 1 所示。将数据$\{x_i\}$输入计算机，根据欲计算的函数$f(x)$和相关算法编制运算程序，按照此程序对计算机实施串行操作，最后输出函数值$f(\{x_i\})$。

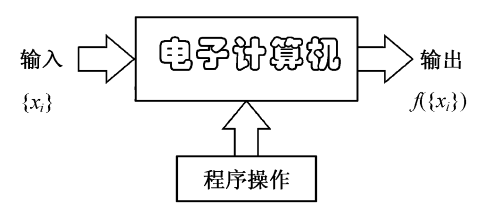


图 1　电子计算机的工作原理

量子计算机同样是用来求解函数$f(x)$，不同之处是它运用了量子力学特性，可采用并行处理，以加快计算速度。其工作原理如图 2 所示。具有N个存储器的量子计算机，其量子态是2^N维希尔伯特空间中的一个矢量，首先将输入数据$\{x_i\}$编制在计算机的初态矢量$|\psi(0)>$上，然后，根据欲计算的函数$f(x)$和相关量子算法编制幺正操作程序，并施加在量子计算的存储器上，计算机的态矢量在幺正操作下将围绕原点作相应的旋转，运算结束时量子计算机处在末态矢量$|\Psi(t)>$上；最后采用量子测量装置对量子计算机的末态矢量实施量子测量以提取函数值$f(\{x_i\})$。

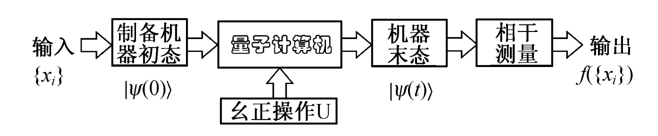


图 2　量子计算机工作原理

一般而言，对于任何一种可行的量子计算技术，都应该满足下列几个基本的物理条件(即所谓的 Divincenzo 判据[6])：

(1) 可扩展的具有良好量子比特特性的量子比特系统，即物理可扩展性；

(2) 能够制备量子比特到某个基准态，即初始化；

(3) 能够保持足够长的相干时间来完成各种量子逻辑门操作，即量子相干性；

(4) 能够实现一套通用量子逻辑门操作，即操作普适性；

(5) 能够实现对量子比特的测量，从而读取数据；

(6) 能够实现飞行量子比特和静止量子比特之间的相互转化；

(7) 能够准确地在不同的地方之间传送飞行量子比特，即可寻址性。

就现在的科学和技术发展水平而言,还很难制备出能同时满足上述基本条件的物理系统。于是，人们一方面在努力寻找能最大限度符合物理需求的体系，另一方面也在探索量子计算的新模型，以减少对物理体系苛刻要求的程度。这种努力实际上是将制备量子计算机硬件的难度转移到诸如制备软件等的困难之中。例如，分布量子计算模型可以有效地缓解对物理可扩展性的苛刻要求,但各个分散节点必须用量子纠缠连接成量子网络，并需要在异地节点之间实现量子受控门的操作等。而远程量子纠缠需要量子中继才可得以保证，因此，每个节点子系统的物理可扩展性的要求降低了，但其代价是需要远程纠缠和远程纠缠操作。又如 one way 量子计算模型，运用对单个量子比特的测量可实现量子计算，但这个模型实际上是将困难转移到复杂初态(族态)的制备之上。

量子计算机为实现普适计算必须要能够精确地控制哈密顿量,以完成普适完备幺正操作中的任一幺正变换。业已证明，由单个比特的任意旋转操作与两个比特的受控操作可以构造出普适的量子操作。量子计算的任何复杂量子线路都是这两个基本操作门的组合，亦即量子计算的幺正操作 U 可分解成一系列这两个基本普适门操作的连续作用：

$$U|\Psi(0)>=U_N\otimes U_{N-1}\otimes\cdots\otimes U_1|\Psi(0)>=|\Psi(x)>$$

这要求能够正确地寻址单个比特,然后精确地应用这些门去作用在单个比特或两个比特对之上。有两个重要参数用来表征量子操作：① 可以达到的最小保真度，用来刻画操作的质量；② 完成单个比特旋转或受控非门两个基本运算的最长时间，用来表征操作的速度。原则上讲，一个物理体系可以快速而精确地实施这两个基本操作，就可以实现普适的量子计算。

量子计算的输出测量是有别于经典计算机的重要课题，在量子理论中，测量会干扰被测量的量子系统，破坏该系统原有的量子信息，这就是所谓“波包坍缩”，原先的量子态在测量后将以某种概率坍缩到测量仪器的某个本征态上。量子不可克隆定理禁止对原先的未知量子态进行精确地复制,这就对提取量子信息设置了不可逾越的障碍。

量子测量原理如图 3 所示。量子测量是指将待测的量子比特系统与经典测量系统耦合起来，使得经一段时间后量子比特的状态(即信息)会被经典系统的状态所指

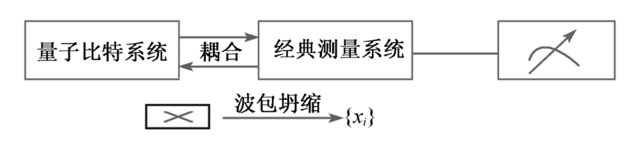


图 3　量子测量的原理

示的过程。量子计算输出测量的一个重要指标是：量子计算所使用的好的量子算法所获得的终态$|\Psi(x)\rangle$，在测量时会以极高的概率得到问题的正确答案。例如，Shor量子并行算法能正确给出函数的周期。

4. 量子计算的物理实现

量子计算机作为宏观尺度的量子系统，必然会与周围环境相互耦合，为了保持其量子相干性，这种耦合越小，消相干的影响就越小，理想极限下量子计算机应是与外界完全隔离的封闭量子系统，以长期保持其量子相干性；但另一方面，人们需要能够精确地控制量子计算机的演化并能读出其计算结果，从这个角度看，它与外界应当有良好的耦合。显然这两个要求相互矛盾，因此选择什么样的物理体系来制作量子计算机要兼顾两者的要求。通常采用相干时间来表征物理体系保持量子相干性的能力，采用操作时间来表征外界对该物理系统操控的难易程度，兼顾这两者的特征量是在其相干时间内操作的最大运算次数。表 1 是某些常见物理系统的相关量。显然，各个物理系统有着各自的优缺点。

表 1　某些物理系统

系统	相干时间	操作时间	最大运算次数
核自旋	10^{-2}~10^{8}	10^{-3}~10^{-6}	10^{5}~10^{14}
电子自旋	10^{-3}	10^{-7}	10^{4}
离子阱	10^{-1}	10^{-14}	10^{13}
电子-Au	10^{-8}	10^{-14}	10^{6}
电子-GaAs	10^{-10}	10^{-13}	10^{3}
量子点	10^{-6}	10^{-9}	10^{3}
光学腔	10^{-5}	10^{-14}	10^{9}
微波共振腔	10^{0}	10^{-4}	10^{4}

近十年来的研究表明，量子计算的实现不存在原理性的困难，当前的研究瓶颈在于量子计算的物理实现。虽然国际学术界对何种物理体系最终有可能研制成功量子计算机尚未定论，但普遍认为，基于固态物理系统和基于量子光学系统是最有希望的。固态系统量子计算主要包括超导和量子点等，其优点是易于集成，缺点是消相干严重。量子光学系统量子计算主要包括离子阱、微腔和原子芯片等，其优点是量子相干性较好，主要缺点是物理可扩展性较差。

从 1997~2007 年的统计，在著名期刊 Science 和 Nature 上面总共发表了 153 篇量子信息类的论文，其中有 137 篇论文是量子计算方面的，有 16 篇是量子通信方面的。平均每一个月都有一篇重要论文发表。量子计算方面的论文的统计分布如图 4 所示。

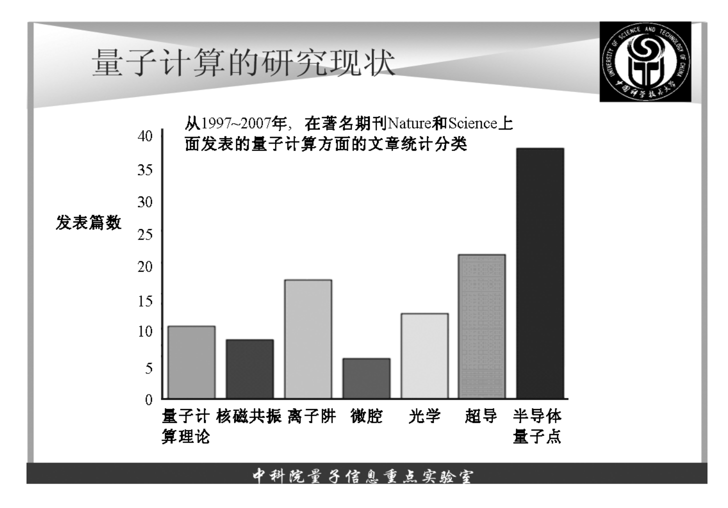


图 4　量子计算的论文分布

若干典型物理系统的简介[7]。

(1) 离子阱体系

离子阱体系是最早尝试实现量子计算的物理体系，其理论方由奥地利 Cirac 和 Zoller 于 1994 年提出。离子阱量子计算原理如图 5 所示。

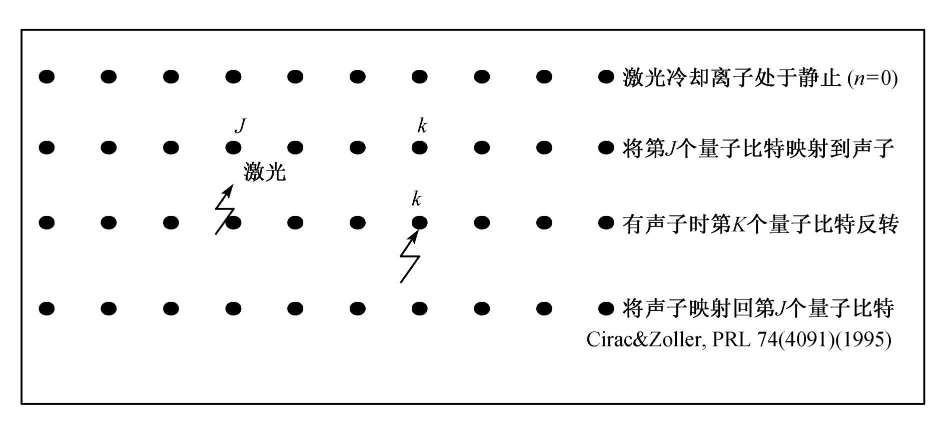


图 5　离子阱中两个量子比特幺正操作示意图

目前，实验研究研究已取得重要进展，奥地利 Innsbruck 小组在线性离子阱中用 $^{40}Ca^{+}$实现了 8 粒子的 W 态，保真度达到 72%，而美国 NIST 小组实现了 6 粒子薛定谔猫态，保真度超过 50.9%，而且还实现了量子隐形传态,验证了量子纠错码等。离子阱体系遇到的主要困难是物理扩展问题。当离子数很多时，振动模式变得异常复杂， 消相干严重，库仑排斥很大等。这些因素阻碍着该体系的发展。目前，已提出三种解决这些困难的方案：① 多元离子阱方案，即由若干独立可控的子阱组成离子阱阵列，分为存储区和处理区，参予操作的离子从存储移到处理区，施加

所需的幺正变换之后再移回到存储区。② 晶格离子方案，即在一平面上建电或磁的离子阱晶格阵列，每个离子阱中仅束缚单个离子，不同离了阱之间相互作用很弱可忽略，在平面之上有一个可移动的“Head”离子充当“声子”角色使不同晶格离子之间可以产生受控相互作用。③ 基于光子中介的离子阱方案，即每个独立的离子阱中束缚有两个不同类型的离子，利用线性光学方法使不同阱中的两个离子建立纠缠，然后在两个阱中分别对两个离子实施受控门操作，最终可实现两个阱中两个离子的受控门操作，这实质上实现了受控门操作的量子隐形传输。上述方案①和③的实验研究已取得进展。

(2) 腔量子电动力学体系

在单模腔中单个原子与腔模相互作用可实现理想的量子处理器：原子可用作量子存储器，而光子可作为传输量子信息的载体。在实验上人们已观察到单原子发射、光子阻塞效应、产生光子 Bell 态等。然而，传统光腔的品质因子难以进一步提高，不易实现与原子的耦合。近年来，光学微腔的研究热点主要有基于回音壁模式介质微腔和光子晶体缺陷微腔，它们的特点是腔品质因子 Q 很高、光场模体积很小。目前实验上已观察到介质微腔的强耦合和光子阻塞效应，理论上也提出基于回音壁模式介质微腔芯片的可扩展量子计算机方案。

(3) 超导量子电路

超导量子计算机的核心单元是一种称为 Josephson 结的电子器件，它是一种“超导体-绝缘体-超导体”的三层结构。Josephson 量子电路大致可分为电荷、磁通和相位三大类型，这种人工量子体系有如下特点：① 量子电路中的能级结构可以通过对电路的设计来定制，也可通过外加的电磁信号进行调控；② 具有良好的物理可扩展性。这些优点使人们对超导量子计算机的实现充满着期待。

目前，单量子比特逻辑门操作已经在不同类型的 Josephson 器件上得以实现，而两个量子比特逻辑门操作也先后实现。最近，超导传输线腔、SQUID 谐振腔子和纳米机械谐振子等介观谐振子器件的研究取得了重要的进展。

(4) 量子点体系

门控量子点是在二维电子器上通过制备一些门电极得到的纳米结构，改变门电压可调整量子点中的电子数目，最简单情况下，量了点中只有一个电子，利用电子的自旋作为量子比特。采用外加强磁场所产生的塞曼分裂，可以制备量子比特而调整两个电子之间的门电压便可实现两个量子比特之间的受控操作。这个体系具有良好量子相干性，易于采用现有微电子加工技术制备可扩展的量子芯片，因此被认为是实现量子计算机的真实可行的途径。目前，实验上已实现量子自旋的量子比特制备、量子测量、两个量子比特的逻辑门操作等。

光控量子点(自组织生长的量子点)是实现量子计算另种途径，其量子比特的载体可以是激子、电子自旋或空穴自旋，操控方式可以是光控、电控或两者结合。目

前实验上已实现单个量子比特制备，两个量子比特的逻辑门操作等。量子点还可以用来制备确定性的光子源和光子纠缠源。近年来，将量子点与微腔技术(如介质微腔、光子晶体缺陷腔等)相结合呈现出许多新的物理效应，成为新的研究热点。

5. 结束语

量子计算机的物理实现已不是一个遥远的梦想，它已经到了基本的实验实现阶段，在国际上业已引发了巨大的研究热潮。在我国开展量子计算技术的研究，不仅是必要的，而且是迫切的。由于量子计算必须在相干地操控多个量子逻辑比特时才能显示出巨大的威力，所以，作为一个长远的目标，我们应该发展具有可扩展性的量子计算技术。

参 考 文 献

[1] P W Shor. Proceedings of the 35th Annual Symposium on Foundations of Computer Science Santa Fe, NM: (IEEE Computer Science Press, 1994).

[2] L K Grover. Phys Rev Lett, 1997, 79: 325.

[3] P W Shor. Phys Rev A, 1995, 52: R2493; A M Steane. Phys Rev Lett, 1996, 77: 793.

[4] G M Palma, et al. Proc R Soc Landon A, 1996, 452: 567; L M Duan, G C Guo. Phys Rev A, 1998, 57: 737; L M Duan, G C Guo. Phys Rev Lett, 1997, 79: 1953; P Zanardi and R Rasetti. Phys Rev Lett, 1997, 79: 3306.

[5] L Viola, S Lloyd. Phys Rev A, 1998, 58: 2733

[6] D P Divincenzo, Fortschr. Physik (Progress of Physics), 2000, 48: 771.

[7] 周正威等. 量子计算的进展与展望. 物理学进展, 2009(待发表).

撰稿人：郭光灿

中国科学技术大学中国科学院量子信息重点实验室

连续变量量子信息的关键科学问题

Key Scientific Problem in Quantum Information with Continuous Variables

量子信息是20世纪末由量子物理、信息科学和计算机科学交叉形成的重要前沿学科。将量子系统独具的量子特性应用于信息处理，可以突破经典物理极限，极大地扩展信息功能，从而引起科学技术界广泛关注。按照量子态本征态矢所构成的Hilbert空间的维度，可以将量子信息分为两类：研究有限维Hilbert空间变量的量子信息称为分离变量量子信息，通常以两维 Hilbert 空间的量子比特(qubit)作为量子信息的基本信息单元；而连续变量量子信息以本征矢具有连续谱结构的量子态为基本信息单元完成信息的传递与处理。由于无限维希尔伯特空间能为信息处理提供大的频带宽度，加之连续变量光场量子态易于用光学方法精确操控，并能高效率探测，特别是连续变量纠缠态光场具有“无条件性”的特点[1,2]，即是说任何时候探测到的纠缠都是确定的，避免了纠缠单光子探测中的概率性问题。1998 年连续变量量子离物传态首先由美国J. Kimble实验室完成，演示了连续变量量子处理的优越性和特殊性，这个实验的成功极大地推动了对连续变量量子信息与量子通信的理论与实验研究。随后山西大学先后实验完成量子密集编码、受控密集编码和量子纠缠交换，日本东京大学A. Furusawa小组完成了连续变量量子网络离物传态和量子远程克隆，澳大利亚国立大学P. K. Lam小组完成的连续变量秘钥共享，德国Max Planck研究所G. Leuchs完成的连续变量量子克隆，法国CNRS中心P. Grangier完成的连续变量量子密钥分配等。这些工作证实了连续变量量子通信的多种独特功能。

虽然连续变量量子信息的众多功能与优越性已经被理论和实验证实，然而尚有一些物理问题有待解决[1~3]，例如：

(1) 纠缠态是量子信息的基本资源，制备具有高纠缠度的连续变量纠缠态，需要研制高效率、低损耗的非线性光学材料与器件。近期发展的高质量准位相匹配晶体、光学波导和量子点等，已显示了解决问题的希望和可行途径，但还有待进一步完善。提高材料性能，设计与新材料相应的纠缠源并将之小型化是当前应解决的关键问题之一。而新材料和器件的技术突破，应以物理机制的研究为前导。

(2) 在损耗通道上传送纠缠态，纠缠度会降低，一个高质量的量子信息系统需要在终端进行纠缠纯化，恢复初始纠缠度。目前已经从理论上提出了几种纠缠纯化的方案，也有一两个实验初步显示了连续变量纠缠纯化的可行性，但离实用化要求

还有相当的距离，还有许多物理问题有待研究。

(3) 量子信息的高保真度存储，是实现量子信息的另一关键问题。原子系统是比较理想的信息“存储器”，解决退相关问题，增长存储时间，涉及光与物质相互作用的基本物理过程，有待深入探索。

(4) 量子纠缠，特别是多粒子和多组分纠缠，是非常复杂的物质现象，具有丰富的物理内涵。目前科学界对纠缠及其在量子信息系统中的物理作用的认识还不完全清楚，许多物理问题尚在探索阶段，通过实验制备和操控纠缠态，不仅是发展量子信息的必须，同时还能深化人们对纠缠这一独特量子效应的认识。

(5) 虽然已经从理论上证明将量子态的非高斯操作与高斯操作相结合可以实现通用连续变量量子计算,但尚无具体实验方案,还有一些基础物理问题有待探索。

(6) 研制通讯波段及与原子波长相匹配的新型纠缠光源是实现量子信息实用化的重要的第一步。

连续变量量子信息科学已经展示了诱人的应用前景,其可行性也已经得到理论和实验证实，我们相信这是一个值得深入研究的学科领域，它既具基础性又具前瞻性。

参 考 文 献

[1] Braunstein S L, Pati A K. Quantum Information with Continuous Variables. Dordrecht: Kluwer Academic, 2003.

[2] Braunstein S L, Loock P V. Rev Mod Phys, 2005, **77**: 513.

[3] Cerf N J, Leuchs G, Polzik E S. Quantum Information with Continuous Variables of Atoms and Light. Imperial College Press, 2007.

撰稿人: 彭堃墀　谢常德　张　靖

量子光学与光量子器件国家重点实验室

囚禁离子量子计算

Quantum Computation with Trapped Ions

量子计算由于其全新的物理概念和经典机无法比拟的优点早已引起人们的研究热情。而如何寻找合适的量子体系是实现量子计算的关键而急需探索的问题。

同光学腔中的原子、核磁共振中的核自旋以及量子点等量子体系一样，利用囚禁离子来建造量子计算机的构想近年来受到学术界的极大关注。现在的理论和实验研究表明，将束缚在线形离子阱中的离子排成一行，形成一维的量子比特数组，再通过分别操控单个离子(即量子比特)的状态和不同离子间的纠缠，可以达成量子计算的目的[1]。

离子阱装置利用在阱体区域具有特定构型的静电、静磁和射频场将带电离子约束在阱内超高真空环境中，可使被研究的原子体系处于几乎孤立的不受“干扰”的环境，并具有很长的囚禁时间以便“观察”。是研究原子特性的理想手段。自 20 世纪 50 年代起它就被广泛应用于精密质谱测量和光谱以及基本物理规律检验等实验。

利用目前发展的激光技术，我们可以精确操纵原子内部的能级，使电子非常准确地在不同原子能级间发生跃迁。可利用 Doppler 冷却、可区分边带冷却和 EIT 冷却等原理实现囚禁离子的逐步冷却，使其振动幅度会逐步减小。单个离子的囚禁和超冷离子的实现，最终实现了处于完全“静止状态”的孤立体系，由此可开展各种非经典态和量子逻辑门的实验。

利用离子阱中的超冷离子的内部能级作为量子位，离子间的库仑力相互作用耦合的集体振动(声子振动)实现“量子位门操作”，用激光将离子的内态与其质心振动态纠缠，并借助电子搁置方法(量子跳跃)而增强的荧光读出信息。由于质心振动态为各个离子所共有，所以离子可以通过质心振动态实现相互间的纠缠。在 1995 年提出设想的同年，科学家们报道了由冷却到零点能的单个囚禁离子 Be^+首次演示的量子逻辑门实验[2]；后来实现了两个超冷离子的单重和三重 Bell 纠缠态[3]和 4 个离子的耦合运动产生了离子的纠缠态[4]；目前实验上已经实现了 8 个离子间的相互纠缠[5]，并完成了简单的量子算法[6]和离子间的量子远距传态[7]。

离子阱中超冷离子体系是理想的“纯”量子体系，离子内态(亚稳态)有长于 1 秒的退相干时间，并且我们能够利用激光脉冲高效率地制备、操控及测量量子比特的状态，所以囚禁离子量子计算十分有前景。量子计算的优越性主要体现在量子态的

并行处理上。关键之点是利用量子相干性，所以消相干成为其主要障碍之一,应想法增加质心运动态的消相干时间。所以在实验上如何把多离子冷却至零点振动能附近，实现大数目量子比特的扩充，还有待于解决许多重大技术和探索新的方案。这些都是富有挑战性的问题。

由于振动态对环境的干扰十分敏感，振动态的变“热”会使离子完成量子计算的条件不再成立。另外，随着离子数的增加，将离子全部冷却到振动零点能态的难度会越来越大。因此，避免激发振动态，将计算子空间仅仅局限在量子比特张开的空间是十分必要的。这种办法被称为“热离子量子计算”[8]，是因为其计算操作可以在振动态高于振动零点能态时进行。实验上已经显示出这种办法的可行性[9]。

要成为一台量子计算机，离子阱中需要囚禁数百、乃至数千个离子才行。可是，随着囚禁的离子数量的增加，离子不仅会越来越快地变“热”，而且内态与外态的耦合会越来越弱，导致逻辑门的速度越来越慢。还有，离子数量的增加使振动模式越来越难以分辨，直接影响到激光的准确操作。解决这个问题的一个办法是采用多阱体系，让离子能在不同势阱中移动[10]。这样每次只有少数离子在计算区域中进行量子计算，之后便被移到储存区域保存，最后利用纠缠特性将不同的离子间完成的计算整合到一起。这个想法已经在半导体材料做成的离子阱芯片上部分实现。另外一个办法是通过转移纠缠来实现，即让分布在空间不同位置的离子阱中的离子放出光子，通过纠缠这些光子来达到将远距离分布的各个离子纠缠的目的[11]。这种办法有可能成为未来量子网络的雏形。可以设想，随着微加工技术的发展、飞速发展的激光技术以及同 NMR 和固体的结合，加上新近发展起来的量子纠错以及其他的量子载体的提出，可望进一步推进囚禁离子量子计算的发展。如利用光刻微型离子阱、串级微型离子阱以及高稳定激光与囚禁场，进一步屏蔽外界环境的影响，增加运动态的消相干时间，同时进行纠错和容错的理论的实验研究，寻找在线形阱中增加离子间距以及质心模与干扰距离的方案，寻找最佳的有效的高位量子比特的制备途径，实现高位逻辑门的操作，研制成少数量子位的量子计算机。

也许将来还会有更好的办法实现多离子的量子计算。不过，最终将用什么方法做成第一台囚禁离子量子计算机将主要取决于离子囚禁和操纵技术的进一步发展以及新思路的出现。

但对我们来说，囚禁离子量子计算的研究，已推动了我们对量子力学和信息论的理解，并把相关技术用于囚禁离子精密谱的极限研究。

参 考 文 献

[1] Cirac J I, Zoller P. Phys Rev Lett, 1995, 74: 4091.
[2] Monroe C, Meekhof D M, King B E, et al. Phys Rev Lett, 1995, 75: 4714.
[3] Itano W M, Monroe C, Wineland D J. Phys Rev Lett, 1998, 81: 3631.

[4] Sockett C A, klelpinskl D, King B E, et al. Nature, 2000, 404: 256.
[5] Häffner H, et al. Nature, 2005, 438: 643.
[6] Chiaverini J, et al. Nature, 2004, 432: 602.
[7] Riebe M, et al. Nature, 2004, 429: 734; Barrett M D, et al. Nature, 2004, 429: 737.
[8] S Φ rensen A, M Φ Lmer K. Phys Rev Lett, 1999, 82: 1971.
[9] Sackett C A, et al. Nature, 2000, 404: 256.
[10] Kielpinski D, Monroe C, Wineland D J. Nature, 2002, 417: 709.
[11] Moehring D L, et al. Nature, 2007, 449: 68.

撰稿人: 冯 芒 高克林

波谱与原子分子物理国家重点实验室
中国科学院武汉物理与数学研究所

绝热量子计算

Adiabatic Quantum Computation

看到绝热，经常联想到的是中学物理中分子运动学中的绝热过程。气体在和外界没有热量交换，称为绝热过程。而在量子力学以及现代物理学中，绝热演化一般是指非常非常缓慢地演化。顾名思义，绝热量子计算可以简单理解为演化缓慢的量子计算。

绝热量子计算是 Farhi、Goldstone、Gutmann、Sipser 等在 2000 年提出的，他们的论文只发表在美国 Los Alamos 的预印本库中[1]，是一种有别于通常的量子线路模式的一种计算模式[2]，这种计算模式基于量子绝热定理。线路模式量子计算[2]与现有的经典计算机方案类似。所有的量子计算操作都是幺正变换，而这些变换是通过一系列基本量子门实现的。使用最多的基本量子门是单个比特转动门和两比特受控非门(CNOT)，利用这些基本门可以构造任意的幺正变换，实现量子计算。2004 年 Aharonov 等证明，绝热量子计算和量子线路量子计算是完全等价的，就是说在量子线路模式中的算法可以转换到绝热量子计算中，所需要的步骤最多是原先算法的多项式函数，反过来也一样。

绝热量子计算的原理是绝热量子定理。绝热量子定理告诉我们，一个封闭量子体系在随这时间变化的哈密顿量 $H(t)$ 的作用下的演化，如果初始时刻量子体系处在初始哈密顿量的基态，当系统的哈密顿量随着时间的变化足够慢时，则这个量子体系在 $H(t)$ 作用结束时的状态将和该时刻哈密顿量的基态非常接近。在此哈密顿量足够缓慢变化的过程中系统一直处在瞬时哈密顿量的基态。绝热量子计算就是通过一个随时间缓慢变化的量子系统，使得在量子体系在演化终止时的量子态就是我们所需要的计算结果。与量子线路模式相比，绝热量子计算对体系的操作要求相对容易实现。如在量子线路量子计算中，一般需要把量子比特做得高度一致，即任意两个量子比特的差别非常小，这对制造工艺有很高的要求，而在绝热量子计算中，要求的精度可以降低，只需要知道它们之间的差别就可以，这是绝热量子计算受到人们重视的原因之一。

绝热量子计算过程的一般模式是：① 系统进行初始化，将要解决的问题编码到一个初始量子态中，这个量子态是初始哈密顿量 H_0 的本征态；② 控制系统的含时哈密顿量 $H(t)$，使之缓慢变化，绝热演化到可由研究的问题的哈密顿量 H_p 描述的终态；③ 对终态进行测量从而得到问题的解。终态就是 H_p 的基态或者非常接近

H_p基态的量子态，而H_p的基态是要解决的问题的一个解的编码。这样绝热量子计算就是把要求解的问题编码到一个物理系统中，系统绝热演化得到的结果，就是问题的解。

绝热量子计算运用了物理系统本身的绝热演化过程，在这点上，绝热量子计算模式比量子线路模式更接近自然界量子力学的演化模式。而量子线路量子计算需要在预定的精确时间内使用不同的量子幺正门操作来实现计算。量子线路模式更表现出认为的干预。对比之下，绝热量子计算对量子系统的操作和干预要小。以超导量子计算方案为例，绝热量子计算中只需要调节量子比特之间的耦合参数，可以通过改变门电压等方式来实现。而在量子线路量子计算中，量子门操作则需要大量的射频脉冲来实现。量子线路量子计算模式更接近于经典计算，容易理解，更受计算机界的欢迎，但是在物理实现上比绝热量子计算要难。而绝热量子计算的计算过程更接近于量子体系的自然演化，实现的时候相对容易，但是计算过程不直观，不容易和传统的计算图像结合起来。

2007 年国际上对绝热量子计算表现出更多的关注[3]。2007 年 2 月加拿大的 D-wave 公司宣布研制成功 16 位的绝热量子计算机，并预先公告在 2007 年底推出 32bit 的绝热量子计算机。2007 年在超级计算 2007 年的会议上他们宣布研制成功 28bit 的绝热量子计算机。并且他们公布在 2008 年上半年推出 512 bit 的绝热量子计算机。一旦这一结果被证实，将会对信息技术产生巨大的冲击，通信领域和计算机的相关技术要改变，硬件要做更换。当然对 D-wave 的结果国际上还在争论，目前大家都在等待进一步的消息。真正的科学技术进步是经得起时间的考验的。也许 D-wave 的结果只是昙花一现，只有新闻效果。也许他们的结果是真正巨大的突破，我们正在目击一个巨大的科学技术突破。不管最后的结果如何，绝热量子计算作为一种量子计算模式，对于量子计算的发展起到了推动作用。如果 D-wave 的结果是真实的，而且他们实现了 512 量子比特的绝热量子计算，那么很有可能未来的量子计算机的模式将是以绝热量子计算模式为主的。如果 D-wave 不能推出 512bit 的绝热量子计算，那么未来的量子计算模式还是未定的。也许心爱的读者在阅读这段介绍的时候，D-wave 的结果如何早已出来了。目击科学的发展，投身其中并为之作出贡献，这不是很令人激动和自豪的吗？

参 考 文 献

[1] Farhi E, Goldstone J, Gutmann S, et al. Quantum Computation By Adiabatic Evolution, quant-ph/0001106.

[2] Deustsch D. Quantum computing network, Proc R Soc Lond A, 1989, 425: 73-90.

[3] Aharonov D, Dam W V, Kempe J, et al. Adiabatic quantum computation is equivalent to standard quantum computation//Proceedings of The 45th Annual IEEE Symposium on Foundations of Computer Science (FOCS'04).

[4] D-Wave demons 28 qubit quantum computer online at SC07, http://www.hpcwire.com/hpc/1888632.

撰稿人：龙桂鲁

清华大学物理系

基于固态光学微腔的量子信息处理器

Quantum Information Processor Based on Solid-State Optical Microcavity

量子信息科学经过近 20 年的发展，基础理论研究日趋完善。当前，人们的兴趣和研究力量主要集中在量子信息处理的物理实现上,特别是探讨其实用化和产业化的可能性，核心就是寻找可以实用化的量子硬件——量子信息处理器。物理上，实现量子信息处理需要可标度化、低耗散、易操控的量子系统。目前，可以提供量子信息处理的物理体系很多：线性光学器件、核磁共振、囚禁的离子、光学格子中的冷原子、超导约瑟夫结、量子点和腔量子电动力学(cavity QED)等。基于这些体系的理论方案和实验验证都取得了长足的进步，各有优缺点。但就目前的研究状况而言，由于，① 在单个腔中可以提供一个非常洁净的原子–光场相互作用平台，② 不同光腔可以通过光纤相连形成可标度化系统，腔量子电动力学从一开始就吸引着人们强烈的兴趣，一直是国际学术界的一个热点。

过去的十几年，国际上进行腔 QED 的理论和实验研究都主要集中在传统的 Fabry-Perot 型腔，并已取得一系列突飞猛进的实验进展，极大地带动了腔量子电动力学在量子信息与量子计算中的理论和实验研究。然而，考虑腔 QED 的长远发展，传统的光学腔正面临着诸多技术层面上难以克服的困难，如工艺上很难进一步提高其品质因子 Q，很难将大量的光学腔级联起来(即很难在一个芯片上集成大量的光学腔)。为此，国际上各个著名小组的目光开始转移到寻找新的光学腔体系，以满足日益发展的量子计算实验和理论研究的需要。回音壁模式(whispering gallery mode)的固态光学腔正好弥补了传统 Fabry-Perot 腔的缺陷，它们具有极高的品质因子 Q 和极小的模式体积 V，因而可以提供更强的原子–光场的相干相互作用；而且由于其利用业已成熟的半导体工艺制作而成，因此该类腔往往具有极好的可集成性，易于在一个硅芯片集成大量的光学腔。利用回音壁模式微腔进行强耦合物理和量子信息的研究，已经逐步成为国际学术界的一个新热点。

尽管利用回音壁模式腔应用于量子信息处理的相关研究近几年才引起国际学术界的注意，但其发展势头非常迅猛。基础理论研究方面，斯坦福大学 Edo Waks 和 Jelena Vuckovic 提出利用固态光腔内偶极子诱导的透明可以实现 Bell 基的完全可识别，可以实现长程的量子中继[1]；加州大学圣地亚哥分校的 Wang Yao，Ren-Bao Liu 和 L. J. Sham 提出了利用固态微球腔囚禁单个量子点作为单光子相互作用的界

面[2]；我们则研究了固态回音壁光腔与单个量子体系的相干相互作用，理论证明了无需严格强耦合条件的量子计算，并阐明了在一个硅芯片上实现大规模量子信息处理的可能性[3]。在实验方面，美国 Oregon 大学的 Hailin Wang 小组利用固态的微球腔与 NV 中心耦合[4]，加州理工的 Kimble 小组则利用冷原子通过微腔表面形成相互作用，初步验证了强耦合的可行性[5]。

尽管基于固态回音壁模式的量子信息处理器还处于起步阶段，但已经展现了某些重要的不可替代的优越性。接下去最重要的工作是实现两比特门操作并实验证明其可扩展性。思考未来，有以下几个亟需解决的技术和实验难题：① 如何在一个硅芯片上制备出全同的固态光学腔阵列及高效的光学腔模式调谐方案；② 选择何种单量子体系与光学腔耦合，该单量子体系必须拥有适合量子比特的二能级和较长的退相干时间；③ 如何将单量子体系与单个腔耦合，并操控之间的耦合强度；④ 研制出不可区分的可控单光子光源等。

参 考 文 献

[1] Waks E, Vuckovic J. Phys Rev Lett, 2006, 96: 153601.
[2] Yao W, Liu R B, Sham L J. Phys Rev Lett, 2005, 95: 030504.
[3] Xiao Y F, Han Z F, Guo G C. Phys Rev A, 2006, 73: 052324.
[4] Park Y S, Cook A K, Wang H. Nano Lett, 2006, 6: 2075.
[5] Aoki T, Dayan B, Wilcut E, et al. Nature, 2006, 443: 671.

撰稿人：肖云峰　韩正甫　郭光灿

中国科学技术大学中国科学院量子信息重点实验室

基于超导量子比特的量子计算、量子信息的实现

The Quantum Computation and Information Based on the Superconductor Qubits

量子计算和量子信息是指利用量子态来进行计算和信息传送、处理，是量子力学、计算科学、信息学等相互交叉渗透发展的新兴科学[1]。随着信息和知识的日益膨胀，生产和研究所需的计算速度和存储容量也在日益膨胀，经典计算单元的尺寸越来越小，当量子效应逐渐显示其作用时，计算电路将无法按照经典的理论进行工作。建立在半导体工业基础上的经典计算和信息处理正在受到冲击，因此必须考虑直接用量子系统来进行信息存储和处理。量子计算与经典计算有着本质的区别，它利用量子力学里面波函数的叠加性质，将由 0 和 1 的二进制构成的经典比特推广到了含复数的量子比特(qubit)，一个量子比特可以同时表示两个数。假如我们有 n 位比特，在经典计算中，只能代表一个数，而在量子计算中，却同时代表了 2^n 个数。利用这点结合量子算法，我们可以实现“量子并行运算”。

量子计算和量子信息的优势是非常明显的。无论是在数据搜索领域，还是在密码技术领域，或者是在保密通信领域，量子计算和量子信息的实现都将引起一场深刻的革命。

作为近年迅速发展起来的新兴交叉学科，量子计算和量子信息吸引了国际上诸如物理、数学、计算机工程、电子工程、信息工程等领域的大量科学家。实现量子计算的物理系统需满足 5 个条件[2]。目前，正在进行实验的物理系统有：核磁共振、离子阱、腔量子电动力学、量子点和超导。然而，量子计算和量子信息要从实验室走向实际应用，就必须规模化，仅有若干个量子比特是无法显示量子计算的实际应用优势的。而超导电路是固态电路，利用半导体集成技术可以集成、拓展，其具体结构可以由我们自己来设计，并可以动态、实时的调节相关物理参数，使某些量得到优化，其调控、耦合、测量等相对简单，因此，它已成为研究量子计算的国际前沿热点[3]。

用超导材料实现量子比特，目前主要有相位量子比特、电荷量子比特和磁通量子比特[4~9]。从 1999 年，人们在单个超导量子比特中观测到量子相干振荡，到两个耦合超导量子比特中量子相干振荡实验以及最近加拿大的 D-wave 公司的一系列成果，证明了超导量子器件是具有很好定义的量子比特，并且可以通过一定的方式耦合起来，是实现量子计算和量子信息的极具潜力的物理载体。

目前国际上，超导量子计算已经开始从实验室走向工业生产研究。加拿大的 D-wave 公司已经演示了 16 bit 的超导量子计算机，并宣称已制备出了 28 bit 的超导量子计算芯片，这一成果是鼓舞人心的。因此，无论是理论还是实验，各国研究小组都在抓紧时间、努力研究。一旦有所突破，无论是基础研究还是实际应用都有着极其重要的意义和巨大的实用潜力。国内在超导量子计算方面，目前南京大学、中国科学院物理所、复旦大学等已经进行了这方面的工作，在理论上已有不少的成果，在实验上，也已经逐步完成测试系统，开始了实际测量，并有了一些初步的结果，特别是南京大学这两年来在实验方面取得了重大的进展[10~14]。但是要真正实现基于超导量子比特的量子计算和量子信息，还有许多的问题要进一步深入解决，比如噪声问题、消相干问题、多比特耦合问题、多比特调控问题等。

参 考 文 献

[1] Nielsen M A, Chuang I L. Quantum Computation and Quantum Information. Cambridge: Cambridge Univ Press, 2000.
[2] DiVincenzo D P. Fortschr Phys, 2000, 48: 771.
[3] Makhlin Y, Schön G, Shnirman A. Rev Mod Phys, 2001, 73: 357-400.
[4] Yu Y, et al. Science, 2002, 296: 889.
[5] Nakamura Y, Pushkin Y A, Tsai J S. Nature, 1999, 398: 786.
[6] Friedman J R, et al. Nature, 2000, 406: 43.
[7] McDermott R, et al. Science, 2005, 307: 1299.
[8] Plantenberg J H, et al. Nature, 2007, 447: 836.
[9] Majer J, et al. Nature, 2007, 449: 443.
[10] Sun G Z, et al. Appl Phys Lett, 2006, 89: 082516.
[11] Sun G Z, et al. Supercond Sci Technol, 2007, 20: S437-S440.
[12] Sun G Z, et al. Phys Rev E, 2007, 75: 021107.
[13] Sun G Z, et al. Phys Rev B, 2008, 77: 104531.
[14] Sun G Z, et al. Phys Lett, 2009, 94: 102502.

撰稿人：孙国柱
南京大学电子科学与工程系

宏观物体的退相干与量子宇宙的经典约化

Decoherence of Macroscopic Object and the Transition of Quantized Universe to Classical

量子理论认为，微观物体具有完全不同于经典运动的量子行为。其典型特征是所谓的波粒二象性(或称量子相干性)：物质运动既具有干涉和衍射的波动行为，又可以用粒子特征(位置和动量)在一定的精度内加以描述。可以说波粒二象性是量子物理学观念的核心。

然而，宏观物体是由大量满足薛定谔方程的微观粒子组成，但它们通常不具备量子相干的特征。也就是说，宏观物体通常不存在长时间的相干叠加。这个问题可以归结为所谓“薛定谔猫佯谬”[1]：为什么通常不存在死猫和活猫的相干叠加？ 20世纪 50 年代，玻恩和爱因斯坦在通信中也深入地讨论了量子力学能否正确描述宏观物体的自由运动的问题。20 世纪 80 年代以后，一些理论物理学家如深入研究了这些问题。而最近人们已经开始通过实验(如巴黎高师的腔 QED 实验，美国国家标准局的冷却离子实验和维也纳大学的 C_{60} 实验[2])，全面地检验这方面的各种观点与结论。

理论上，可以用量子纠缠诱导量子退相干的观点，对薛定谔猫佯谬和宏观物体的空间定域化问题给出可能的物理解答。定性地说，宏观物体所处环境的随机运动，会与宏观物体耦纠缠起来。 环境的每个组元的作用， 相当对宏观物体集体自由度进行量子测量，从而环境粒子能够记录宏观物体的“which-way” 信息。 随着组元个数增多，与之相互作用的量子系统会出现所谓的波包坍缩或量子退相干，使得量子相干叠加名存实亡。从这一角度，Wigner，Joos 和 Zeh 研究了环境粒子在一些实际宏观物体上的散射，展示了宏观物体与散射粒子(真空光子，空气的原子分子)量子纠缠产生的动力学。另一方面，依据 Omnes “内部环境”观念，文献[3]发展了量子退相干的因子化理论。它认为，组成宏观物体的内部微观粒子的个体无规运动，也会与宏观物体的集体自由度耦纠缠起来。因此，即使把宏观物体与其环境完全隔离开，量子退相干也会发生。这一观点，有可能对量子宇宙的经典约化给出合理的解释。

以上量子退相干导致量子系统趋向经典世界的论证，依赖于系统与外部系统的相互作用。但对于整个宇宙而言，通常不存在外部的观察者(仪器)和环境，为什么我们观察着的宇宙是经典的？量子宇宙到经典世界的约化是这样发生的？要回答

这个问题，其要点在于描述宇宙时，不能只关注宇宙的“集体自由度”，而忽略了它内部的信息。这些相当于内部自由度的细节，虽然不改变宇宙“集体运动的状态，但会与之纠缠起来，使之发生退相干。Griffiths，Omnes, Hartale 和盖尔曼等人曾深入地研究过这种“没有观察者”的量子宇宙退相干问题。他们借用了“退相干历史”的(decoverence history)概念[4]。其大意是：整个宇宙是处于一个量子纯态上，它描述了宇宙各个部分之间的彼此关联，代表了完全精粒化的历史(completely fine-grained history)。然而，人们所关心和能够“看到”的是一种粗粒化的历史(very coarse-grained history)，它可以视为各种精粒化历史的等价类，对于这些等价类而言，量子退相干就发生了。

以上讨论启发我们思考更基本的问题：既然经典力学是量子力学的极限，量子力学本身会不会是某种更精确理论的极限？以上关于经典力学是量子力学有效理论的想法是相当直观的、但又十分深刻。 对复合系统的量子态通过某种“等价类”粗粒化，损失信息， 给出到经典物理的约化。缘此，我们可以重写第二个问题的提法：量子态是否是一种更深物质层次上状态的等价类，而量子力学恰如是某种更深层次理论在这些等价类上，通过损失信息衍生(emerging)的有效理论？最近，著名物理学家特・胡夫特('t Hooft)从量子引力出发提出了这样一种理论[5]，其正确与否有待于未来工作的考验。一个理论的正确与否必须能够通过实验加以检验。目前，特・胡夫特理论预言了量子信息的极限。就量子计算而言，它限定了可进行有效因子化的最大数是 10^{4000}。由于量子计算机尚未实际建造起来，在相当长的时间，人们不可能对此进行检验。应当指出，特・胡夫特理论还是相当初步的，但它对量子力学与引力结合的重要问题有深刻的启发意义。因此，通过高能尺度的量子退相干理论的研究，有可能解决 20 世纪物理学这个悬而未决的问题，成为建立 21 世纪新理论的开端。

参 考 文 献

[1] Zurek H W. Phys Today, 1991(及所引文献).

[2] Arndt M, et al. Nature, 1999, 14:401(及所引文献).

[3] Zhang P, Liu X F, Sun C P. Phys Rev A, 2002, 66: 042104 (及所引文献).

[4] Gell-Mann M, Hartle J B. Phys Rev D, 1993, 47: 3345.

[5] ' t Hooft G. Class Quant Grav, 1999, 16: 3263-3279.

撰稿人：孙昌璞

中国科学院理论物理研究所

拓扑量子计算

Topological Quantum Computation

随着计算机元件体积的日益缩小，量子效应变得越来越重要，经典计算机的运算能力将达到其上限。这迫使人们去探索全新的计算机原理。Manin, Feynman, Deutsch 等先驱者们提出的量子计算机构想也因此成了物理学家研究日程上的紧迫课题。量子计算机巨大的计算能力吸引了物理学各个领域的研究者们投入对其的研究中。特别是 Shor 提出大数因子化的量子计算算法后，量子计算研究迅速成了物理学和计算数学新的研究热点。量子计算机的研制对科学和人类社会的影响将是无可估量的。

量子计算的基本原理是量子力学量子态的线性叠加原理。但是，容错和纠错是现有的大多数量子计算机方案中一件极其困难的任务。拓扑量子计算方案是一种对出错自然免疫的量子计算方案。利用所有用于计算的量子态与其他状态(如环境)的拓扑能隙隔离，量子计算即使在有一些小的局域扰动的环境中也可安全地进行。

拓扑量子计算涉及的二维物理系统的基态和准粒子激发是拓扑简并的，于是，准粒子激发满足非阿贝尔分数统计，称为非阿贝尔任意子。这些简并的非阿贝尔任意子是组成拓扑量子计算机的基本单元：量子比特。任意子之间的交换实际上是简并子空间中的幺正变换，即辫子群的高维表示。这些幺正变换就是拓扑量子计算机的量子逻辑门操作。有关拓扑量子计算的综述性文章(见文献[1])。就目前来说，可能实现拓扑量子计算的物理系统有：在半导体异质结中的一些有非阿贝尔准粒子激发的分数量子霍尔效应系统；石墨薄层中的量子霍尔效应系统；一些精确可解模型，例如，Kitaev 模型；手征 p 波超导体 Sr_2RuO_4；快速转动的冷原子系统；光格子中的冷原子。最有可能实现拓扑量子计算也是最现实的系统是分数量子霍尔效应系统。

任意子是二维物理系统特有的量子统计现象。我们考虑二个有硬球相互作用的粒子，当一个粒子走过一个闭合回路时，由于二维空间特殊的拓扑性质，回路中是否包含另一个粒子决定了这条回路是否可以连续缩成一个点。正是这种特殊的拓扑性质造成了二维点粒子与高维空间中点粒子在统计性质完全不同：两个全同粒子的交换后，如果没有其他限制，系统的波函数可以相差一个任意的相因子[2~4]。在三维或更高维空间，这个相因子只能是 +1 或−1，相应于玻色子或费米子。由于相差

一个任意的相因子，所以就称为任意子。如果全同粒子的基态和低能激发态空间是简并的，即除了某一内部对称性，我们无法区分这些简并的态，这时，二维任意子在粒子交换后波函数与原来的波函数可能相差一个矩阵，即一个简并子空间中的幺正变换。由于这些矩阵是不可对易的，所以，具有这种统计性质的全同粒子称为非阿贝尔任意子。而粒子交换后只相差一个相因子的任意子称为阿贝尔任意子[5,6]。

实际物理系统中可能存在任意子是 Laughlin 首先预言的。由于在填充因子 $\nu=1/3$ 的分数量子霍尔效应中的准粒子激发带有三分之一电子电荷，其分数统计性质可能是统计角为 $\pi/3$ 的任意子[7]。Moore 和 Read 预言，在 $\nu=5/2$ 分数量子霍尔效应态上的准粒子激发服从非阿贝尔分数统计[8,9]。更进一步，Read 和 Rezayi 发现，可能存在一系列具有非阿贝尔任意子激发的分数量子霍尔态，例如，$\nu=12/5$ 和 13/5[10]。

需要解决的问题涉及实验和理论两个方面。从理论上来说，$\nu=5/2$ 分数量子霍尔效应态上的准粒子激发不支持普适量子计算，即从一个给定初态出发，无法通过由粒子交换给出的幺正变换得到任意想要的末态。$\nu=12/5$ 和 13/5 的 Read-Rezayi 态支持普适量子计算，但实验上这些分数量子霍尔态及其脆弱或可能不存在。所以，找到一个稳定的支持普适拓扑量子计算的分数量子霍尔态是一个重要的理论课题。从实验上来说，即使阿贝尔任意子的存在性也未被证实。实际上，从确定性来说，非阿贝尔任意子的确认要比阿贝尔任意子的确认更容易，但由于有非阿贝尔任意子出现的分数量子霍尔态的制备、控制和操纵远比阿贝尔任意子出现的分数量子霍尔态难，即使是在 $\nu=5/2$，人们也只得到了一些存在带 $e/4$ 分数电荷准粒子激发的初步证据，离证实有非阿贝尔任意子存在还有很远的路要走。至于发现支持普适拓扑量子计算的分数量子霍尔态则是更难的实验问题。

参 考 文 献

[1] Nayak C, Simon S H, Stern A, et al. Non-Abelian anyons and topological quantum computation. arXiv:0707.1889, Rev Mod Phys, in press, 2008.

[2] Leinaas J M, Myrheim J. On the theory of identical particles, Nuovo Cimento, 1977, 37B:1.

[3] Wilczek F, Magnetic flux, angular momentum, and statistics. Phys Rev Lett, 1982, 48: 1144.

[4] Wilczek F, Quantum mechanics of fractional-spin particles. Phys Rev Lett, 1982, 49: 957.

[5] Moore G, Seiberg N. Classical and quantum conformal field theory. Commun Math Phys, 1989, 123: 177.

[6] Witten E. Quantum field theory and the Jones polynomial. Comm Math Phys, 1989, 121: 351.

[7] Laughlin R B. Anomalous quantum Hall effect: an incompressible quantum fluid with fractionally charged excitations. Phys Rev Lett, 1983, 50, 1395.

[8] Moore G, Read N. Nonabelions in the fractional quantum Hall effect. Nucl Phys B, 1991, 360: 362.

[9] Greiter M, Wen X G, Wilczek F. Paired Hall states. Nucl Phys B, 1992, 374: 567.

[10] Read N, Rezayi E. Beyond paired quantum Hall states:parafermions and incompressible states in the first excited Landau level. Phys Rev B, 1999, 59(12): 8084.

撰稿人: 虞　跃

中国科学院理论物理研究所

单原子的光学精密操控

Optical Manipulation of Single Neutral Atoms

作为构成我们这个物质世界的基本单元，“原子”这个概念早在两千多年以前就被德谟克利特(Democritus)等提出，并通过 17~19 世纪一批科学家的努力，包括 Boyle、Lavoisie、Dalton、Avogradro、Mendeliev 等，逐步证实了原子的客观存在。20 世纪 Rutherford 的散射实验帮助我们进一步认识了原子的结构，然而，对单个原子的精密控制和观察仍然是科学家梦寐以求的。在没有把握确认单个原子以前，即使是 Erwin Schrödinger 这样的大科学家都说：“我们从来没有做过单个原子或者粒子的实验。尽管我们在理论和实验中有时假设能够这么做，可结果总是荒谬的”。

近代科学技术的发展使人们控制原子的手段不断提高，利用扫描隧道显微镜(STM)或者原子力显微镜(AFM)可以操控单个原子，完成由一个个原子组成的纳米尺度的微结构。但是，在那样的环境中原子实际上是依附在特定的表面上，原子与外界(包括探针)的相互作用很大，从而存在消相干。这种情况下与其说是控制了单个原子，不如说是单个原子与承载它的整个系统。设法把单个原子囚禁住、使之与外部环境孤立起来，同时按照人们的意愿使其处于特定的状态，保持较好的相干性，是人们长期追求的梦想。这样做的意义有几个方面：

(1) 对单个原子的操控可以帮助我们从根本上获取这些基本客体的性质，认识原子与光子相互作用的物理过程[1]；单原子控制是研究若干基本的量子物理过程的重要前提。这些过程因为其控制对象的单一性，能够首先在理论上得到很好的阐释，实验与理论能够做很好的比较；可以帮助我们研究物质与光场作用过程中的消相干机制以及量子测量、量子纠缠等量子力学基本问题，使我们可以在极其精确的控制下研究微观量子物理过程。正如美国 Rochester 理论中心的 J. H. Eberly 教授所说：“单个原子就是一个研究物质与辐射相互作用的理想‘实验室’。”

(2) 单个原子的控制是量子调控，特别是单量子态制备和测量的核心问题之一，也是量子信息的关键问题[2, 3]。2005 年，Peter Zoller 在欧洲量子信息战略报告中指出：“目前，在实验上执行量子信息和量子通信多种方案的主要困难是许多技术上的复杂性，即要求对原子和光子在单粒子水平上进行完全控制”。由于原子中具有复杂的能级，即使是单个原子，其内部的电子也是处于上许多能级的叠加态中，对单个原子的操控并利用受控原子进行信息存储、信息编码和处理，将是一个巨大的挑战[4]。

(3) 单个原子的操控和测量可以发展相关的若干在单原子、分子、离子、量子点和光子水平上的灵敏测试手段和精密光谱技术[5]。单个原子控制和测量的技术完全可能象冷原子作为一种控制原子(离子、分子)技术那样对原子分子和光物理的整体研究带来深刻的影响。作为最灵敏的检测手段之一，单个原子的测量其影响会延伸到纳米技术、凝聚态物理甚至生命科学中。

控制单个中性原子的困难在于如何产生一个足够小、强有力的能“夹住”单个原子的“镊子”，同时要求这个“镊子”对原子本身的影响可以忽略。这是一个巨大的挑战。这表现在几个方面：① 单个原子的尺度在 10^{-10}m 量级。这是一个远远超出我们想象力范围的微小尺度。想想你目前看到的印刷这本书中的每一个汉字所用的油墨中平均所包含的原子个数就比地球上全部的人数还要多大约两亿倍，你或许能体会到单个原子的微小。如何获得如此小的“单原子镊子”呢？② 通常状态下原子处于热运动状态，速度在 100 m/s 量级，跟飞机的速度相当。它在 1s 内飞过的路程是它自身尺度的 10^{12} 倍，即使一颗子弹以光速飞行也没有这么快。如何可以俘获如此高速飞行的原子呢？③ 即使能够获得这样的“镊子”，对单个原子这样脆弱的微观个体，怎么确保“镊子”不会影响原子本身？这件事情非常困难，设想你真的把一个原子抓住了，你准备看它一眼(要不你怎么知道抓住了呢)。假如你的眼睛足够灵敏，但是你至少需要从原子身上反射一个光子到你的眼睛里(否则你怎么能看到呢)，你已经做到最最小心了，可是这唯一的一个光子对一个原子来说就像一发炮弹一样，它从原子身上弹向你的眼睛的时候，已经把原子反冲到别的地方去了。因此当那个光子进入你的眼睛时，原子可能已经不在它原来的位置了。正是因为这个原因，今天没有人声称“亲眼”见过单个原子。④ 原子中存在许许多多能级，电子的波函数(状态)极易受到外界的干扰，包括真空的影响，如何获得(控制)特定的状态？

人们目前采用的俘获单个中性原子的方法是光学偶极阱[6]或者光学格子，把经过预冷的，温度为微开量级(−273.14℃)的原子[7]放入光格子(阱)中，或者直接采用微磁光阱技术。目前单个原子的囚禁时间可以达到数十秒。然而采用激光形成的这种“光镊子”尺度在光学波长量级，也就是 10^{-6}m，即 1μm 左右，也就是说这个囚禁原子的“笼子”比原子本身的尺度大一万倍。原子被这样的光镊子“夹住”，实际上就跟把一只乒乓球放在整个足球场上差不多，因此人们离真正俘获单个原子还有很长的路。

正如一个原子物理学家所说：“如果哪一天上帝允诺帮每个人实现一个愿望，10 个原子光谱学家中，大概有 9 个都会希望上帝做同一件事——以它伟大的神力把一个原子或分子一动不动地固定在空间中的某一点，好让这些科学家把光谱线量到无比精确。这当然只是一个梦想，一个在真实世界中永远无法实现的愿望”。尽管如此，随着超冷原子技术、量子光学和激光技术的发展，对单个原子的控制手段

已经取得了巨大的发展，相信人类会越来越接近这个梦想。

参 考 文 献

[1] Hood C J, et al. Science, 2000, 287:1447; Mckeever J, et al. Nature, 2003, 425, 268.
[2] Wilk T, et al. Science, 2007, 317: 488.
[3] Kimble H J, Nature, 2008, 453 :1023
[4] Moehring D L, et al. Nature, 2007, 449: 68.
[5] Miroshnychenko Y, et al. Nature, 2006, 442:152.
[6] Schlosser N, et al. Nature, 2001,411:1024; Beugnon J, et al. Nature, 2006, 440: 779.
[7] Chu S. Rev Mod Phys, 1998, 70: 685.

撰稿人: 张天才
山西大学光电研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室

超冷极性分子气体

Ultracold Gases of Polar Molecules

在冷原子物理获得巨大成功的同时，人们已经开始了超冷极性分子气体的研究[1]。进行该研究工作的科研人员来自不同的研究领域：物理化学、化学物理和原子分子物理。对原子物理学家而言，在实现和研究了超冷原子气体以后，自然地希望将工作拓展到更为复杂的冷分子体系中，因为复杂的结构通常意味着更为丰富的物理。而化学家则希望利用在冷原子物理中发展出来的前所未有操控手段实现对分子间的化学反应和碰撞的控制。

极性分子泛指具有永久电偶极矩的分子，其中最简单的结构为异核双原子分子，这也是目前冷分子领域中科研人员最为关心的体系。和原子相比，双原子分子虽然只增加了一个原子，但由此引入了的振动和转动自由度使分子内部能级结构变得非常复杂。按通常的约定，分子的平均平动温度在 1mK 和 1K 之间的气体可称为冷分子气体，而平动温度低于 1mK 的体系则可被称为超冷分子气体。对我们熟知的碱金属原子气体要达到这样低的温度并不困难。但分子的复杂内部能级结构使得在原子冷却中最为重要的实验手段——激光冷却技术——不再有效。因此实现高密度的超冷极性分子气体在目前对实验物理学家是一个巨大的挑战。

目前，在全世界范围内有超过 35 个实验小组正在努力制备超冷分子气体。按照被冷却分子在实验开始前是否已经存在，实现分子气体冷却的手段可分为两大类：直接法和间接法。直接法是把实验开始前已经制备好的相对较热的分子气体通过各种手段减速、冷却并囚禁下来。常用的降速和冷却手段包括：缓冲气体冷却(buffer-gas cooling)[2]，斯塔克减速(Stark deceleration)[3]，光场减速(light-field slowing)[4]，单碰撞散射(single collision scattering)[5]等。对冷却下来的分子可以利用磁势阱和光势阱进行囚禁。直接法的优点在于它可以适用不同类型的分子(比如，CaH，OH，NH_3 已经被成功地囚禁，苯分子也被减速)，具有较大的产生率。由于直接法中产生的冷分子处于较低的振动能级上，它具有较大的电偶极矩。但到目前为止，直接法所产生的分子气体通常都具有较高的温度(mK 以上)和较低的密度，距离利用冷分子气体进行下一步实验的要求还有一定的差距。

在间接法中人们首先将碱金属原子冷却到极低的温度(1μK 或以下)，然后利用光缔合或 Feshbach 共振技术将原子气体转化成分子气体。由于作为实验出发点的原子具有很低的温度，这样产生的分子同样地具有很低的平动温度。按这种办法制

备的分子通常处于较高的能态上，会通过自发辐射或碰撞重新衰变成原子，因此只具有很短的寿命。为制备稳定的分子，还需通过受激拉曼绝热转移(stimulated Raman adiabatic passage)技术将处于高能态的分子转移到低能态甚至是基态上。因此如何提高原子到低振动态分子的转化效率成为间接法中的一个迫切需要解决的问题。目前，结合 Feshbach 共振和受激拉曼绝热转移技术，人们已成功地制备出超冷的处于较低振动能态的 KRb 分子气体[6]。这使得我们离最终实现超冷极性分子的目标变得更近。

除了在制备冷分子气体的过程人们会学到许多新物理外，还可以利用超冷极性分子气体去探索其中所包含的新物理。能够预见到的现象包括：用来观察在超冷偶极玻色原子气体中人们所预言的由长程和各向异性的偶极相互作用所引起的各种新奇效应[7]、通过偶极相互作用实现的 BCS 配对[8]、模拟并实现凝聚态物理中的奇异的强关联量子相[9]以及进行量子计算[10]。另外，超冷极性分子气体还可以用来提高精确测量的精度，由此有可能找到电子电偶极矩并发展超越标准模型的物理[11]。我们相信，和 20 年前冷原子物理的发展历程相似，超冷极性分子气体中一定还包含了更多现在还不能预见的新物理等待着我们去探索。

参 考 文 献

[1] Special issue on Ultracold Polar Molecules. Eur Phys J D, 2004, 31.
[2] Weinstein J, et al. Nature, 1998, 395: 148.
[3] Bethlem H L, Meijer G. Int Rev Phys Chem, 2003, 22: 73.
[4] Barker P F et al. in ACS 2004 National Meeting Technical Program (2004).
[5] Elioff M S, Valentini J J, Chandler D W. Science, 2003, 302: 1940.
[6] Ospelkaus S, et al. arXiv:0802.1093.
[7] Baranov M, et al. Phys Scr T, 2002, 102: 74.
[8] Baranov M A, Dobrek L, Lewenstein M. Phys Rev Lett, 2004, 92: 250403.
[9] Goral K, Santos L, Lewenstein M. Phys Rev Lett, 2002, 88: 170406.
[10] DeMille D. Phys Rev Lett, 2002, 88: 067901.
[11] Hinds E A. Phys Scripta T, 1997, 70: 34.

撰稿人：易　俗

中国科学院理论物理研究所

超冷费米气体中 BCS-BEC 渡越

BCS-BEC Crossover in Ultracold Fermionic Gases

早在 1924 年,玻色和爱因斯坦就曾在理论上预言了玻色 – 爱因斯坦凝聚(BEC)现象的存在，即在一定的温度下，无相互作用的玻色子会在最低能量量子态上突然凝聚，达到可观的数量。1995 年美国和德国的三位科学家首先从实验上证实了这个新物态的存在，为此获得了 2001 年度诺贝尔物理学奖。同时，自然界存在另一大类自旋为半整数的粒子称为费米子，自旋差异使费米子和玻色子有完全不同的量子特性,没有任何两个费米子能有同样的量子态,不能在同一时间处于同一地点，也就是服从费米–狄拉克统计。在实验实现玻色–爱因斯坦凝聚之后，超冷费米气体又成为近几年的研究热点。1999 年，来自 JILA 的 Jin 小组首次在两分量的钾费米原子中观察到量子简并现象。费米原子也可像超导体中的电子(电子也是费米子,电子自旋向上和自旋向下电子配对形成库珀对)一样,不同自旋态的原子可配对形成无阻力的超流体。2003 年底，Innsbruck 的 Grimm 小组、JILA 的 Jin 小组、MIT 的 Ketterle 小组和法国 ENS 的 Salomon 小组先后在两分量的费米原子中制备出了分子凝聚体(molecular condensate)。稍后的 2004 年 1 月，Jin 小组利用同样的磁场 Feshbach 共振技术实现了人们寻求已久的费米凝聚体(Fermionic condensate)。这些巨大进展开辟了一个崭新的研究领域,从而使人们在对量子多体系统关联特性的认识上取得新突破。

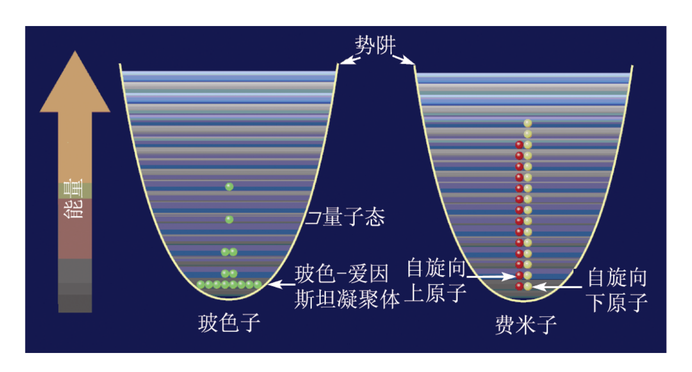
超冷费米气体系统所具有的两个重要特点：一是相当纯净而没有杂质或缺陷，二是粒子之间相互作用强度可通过磁场 Feshbach 共振技术任意精确调节，很快成为研究强关联体系非常理想的实验对象,为深入理解强关联的多体量子理论问题开拓了一个新的窗口。磁场 Feshbach 共振技术的巨大威力在于通过调节外部磁场可以任意控制原子之间的相互作用强度,因此可以分别研究三个处于不同物质状态的区域。通过改变磁场强度，人们可以在 BCS 超流体和分子 BEC 间相互转换，从而提供了研究 BCS-BEC 渡越(强相互作用区域)以及验证凝聚态物理中许多物理模型的独特实验平台，例如：

(1) 电子只存在自旋向上和向下两种自旋态，而费米原子存在很多自旋态，因此为我们提供了研究多个不同自旋态的费米子如何配对问题并形成超流体。同时费米原子不同自旋态的原子数目非常容易控制,可研究配对的费米子形成的超流体与剩余没有配对的费米子如何共存。

(2) 在强相互作用体系中存在着相似的普适行为。由于原子之间相互作用非常强导致它们的行为不依赖于相互作用的细节和何种物质。因此高温超导中的电子、夸克胶子等离子体中的夸克都有着类似的行为。超冷费米气体系统提供了可研究强相互作用体系中的普适行为。

(3) 温度在接近 164 K 的高温超导体还可以保持无电阻的超导特性，它的发现至今已 20 多年，始终还没有很好的理论解释。研究超冷费米气体成为解释高温超导机制的最重要目标之一。电子在超导体中原子形成的周期势阱中运动，可以描述为 Fermi-Hubbard 模型，而超冷费米气体原子放在激光形成的周期性势阱(也称为光格子)完全可以模拟高温超导体的电子行为。

随着超冷费米气体的深入研究将有助于人们解决凝聚态物理甚至核物理中的一些没有最终解决的强关联问题。



参 考 文 献

[1] Jin D S. A Fermi gas of atoms. Physics World, April, 2002.

[2] Srinivasan R, Narayanan A. Condensation of bound pairs of fermionic atoms. Current Science, 2004, 86, 10: 1356.

[3] Thomas J, Gehm M. Optically trapped Fermi gases. American Scientist, 2004, 92: 238.

[4] Chevy F, Salomon C. Superfluidity in Fermi gases. Physics World, 2005, 18: 3.

[5] 熊宏伟, 等.超冷费米气体研究的新进展. 物理学进展, 2005, 25, 3: 296.

[6] Ketterle W, Zwierlein M W. Making, probing and understanding ultracold Fermi gases in ultracold Fermi gases. Proceedings of the International School of Physics “Enrico Fermi”, Course CLXIV, Varenna, 20 - 30 June 2006 IOS Press, Amsterdam 2008; arXiv cond-mat: 0801.2500.

撰稿人：张　靖

山西大学量子光学与光量子器件国家重点实验室

超导量子比特和固态量子计算的物理实现

Superconducting Qubit and Solid State Approach to Quantum Computing

建立在半导体工业基础上的计算机和信息产业是当前世界经济发展的重要组成部分。计算机和信息产业的发展要求信息存储容量不断增加,计算速度不断提高。半导体工业界有一个著名的摩尔定律，就是说每 18 个月计算机芯片的容量会增加一倍。摩尔定律是通过缩小信息存储单元位或比特(bit)的尺寸来实现的，目前信息存储单元已经快接近纳米尺度，也就是原子和分子的尺度。随着器件的尺寸不断缩小，半导体工业的发展面临两个困难：一个是器件的散热问题，这是一个技术难题；另一个是比特中的电子的量子行为比如量子隧穿等引起比特的失效，这是基本物理问题。这两个问题都会导致摩尔定律的失效，如果按现在的趋势不变，2012 年左右半导体工业就到了极限，计算机和信息产业的发展就会基本停滞。

因此，如何保持计算机和信息产业的发展就成为科学家们要解决的问题。人们提出了许多方案，归纳起来有两大类：一类是延续性方案，就是提出新的器件设计，使器件发热减少并且可以在量子效应存在的情况下工作；另一类是革命性方案，直接用量子特性来进行信息存储和处理，这就是量子信息和量子计算[1]。量子计算机利用了量子态的叠加性，能够成指数倍的提高计算速度，所以它能解决一些经典计算机无法解决的问题。例如，将一个大数分解成两个质数的乘积就是一个非常困难的问题，使用经典计算机，它所需要的时间是随着大数的位数的指数增加。而它的逆问题则非常简单，我们用计算器就能算出两个质数的乘积。目前人们正是利用了这个问题的单向特性来进行密码的编译。对于量子计算机，大数分解所需的时间是按着大数的位数的幂函数形式增加的。一个生动的例子是，一台量子计算机能在数秒钟之内把一个 250 位的大数分解为两个质数的乘积, 而一台现在的大型计算机需要 800000 年！所以如果做成了量子计算机，就能够破译目前普遍使用的 RSA 密码体系。

但是，量子计算机是一个非常有魅力但高难度的课题，怎样来构造和工作人们还没有一个清晰的蓝图，只是根据目前经典计算机的工作原理，拟定了一些基本条件：① 要有很好定义的量子比特；② 要能够初始化量子比特，也就是能输入；③ 要能够操控量子比特，也就是进行运算；④ 要能够把至少两个量子比特耦合起来进行多比特操作；⑤ 要能够测量量子比特，就是要输出运算结果；⑥ 要有足够长的量子相干时间；⑦ 要能够规模化。由于量子态是非常脆弱的，它和环境相互作用就坍缩到经典态，失去量子相干性，因此我们日常生活都是经典世界的概念，

以上条件看似容易，但是在量子世界却是互相矛盾的要求，条件②~⑤要求量子比特和外界环境有较强的相互作用，而条件⑥却要求量子比特和外界环境没有相互作用，条件 7 在量子世界也是非常困难的。因此，尽管量子计算机非常美好，人们也提出了一些量子系统来实现它，但还需要较长时间的探索。

超导量子比特的研究是从宏观量子现象的研究逐步开展起来的[2~4]。量子力学在宏观世界的规律是量子力学创立以来人们一直希望解决的基础理论问题，由于没有实验验证而争论不休了近六十年。早在 1985 年，诺贝尔物理学奖获得者 Leggett 就提出可以用超导约瑟夫森器件来观测宏观量子现象，随着实验条件和样品加工的进步，人们在超导约瑟夫森器件中陆续观测到量子隧穿、能级量子化、共振隧穿、量子态相干叠加、量子相干振荡等各种量子现象，特别是近几年来超导量子比特提出后，发展非常迅猛。超导量子比特由沉积在基片上的超导金属薄膜，经过光刻等微加工工艺制备。它是一种人工宏观量子系统，利用了半导体工艺，具有容易调控、测量和可规模化的突出优点。但是前面说量子计算机的要求是矛盾的，超导量子比特很好地满足了条件②~⑤，就难以满足条件⑥，实际上超导量子比特的较大困难就是相干时间太短。当前开展超导量子比特实验研究的有美国、欧洲、日本、中国的约 20 个小组，几个领先的小组已经能够观测到两个耦合的超导量子比特的量子相干振荡，可以实现两个超导量子比特的操作。单个超导量子比特量子相干时间达到 10μs 量级，满足了量子计算机对相干时间的最起码要求。量子初态制备和测量保真度可以超过 90%。可以这么说，超导量子比特是最有希望实现量子计算的方案之一。

同样，实现超导量子计算也是困难重重。超导量子计算的难点可以分为原理型和技术型两种。原理型难点主要是导致退相干时间短的原因、规模化后系统的特性等。技术型难点主要是实现可调控耦合、调控脉冲的波型、测量保真度的提高、样品的加工等。

如果将来量子计算机实现，人类社会又将发生革命性进步。

参 考 文 献

[1] Nielsen M A, Chuang I L. Quantum Computation and Quantum Information. Ed. 1. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000.

[2] Tinkham M. Introduction to Superconductivity. New York: McGraw-Hill, 1996.

[3] Barone A, Paterno G. Physics and Applications of the Josephson Effect. New York: John Wiley and Sons, 1982.

[4] Makhlin Y, Schön G, Shnirman A. Rev Mod Phys, 2001, 73: 357-400.

撰稿人：于　扬

南京大学物理系

表面等离子体基元与量子信息

Surface Plasmon and Quantum Information

随着纳米加工技术、纳米材料以及近场显微技术的不断发展,数据传输问题已经成为提高数据处理速度的瓶颈。虽然光学传输可以比电学传输的容量大 1000 倍以上,而且速度更快。可是,受光学衍射极限的影响,光学元件的尺寸无法缩小到纳米量级。最近的研究发现,表面等离子体光学提供了一种利用纳米尺寸金属元件传输光学信号的可能性。表面等离子体(表面等离子体激元)是在导体表面传播的电磁波,它可以使光在纳米尺度的金属结构中传输。一般而言,光入射到金属表面,如果满足动量和能量守恒,则入射光场可以在金属表面激发出表面等离子体。表面等离子体效应在很多方面都得到了应用,包括表面等离子体增益光存储器件、利用表面等离子体效应的光回路、生物化学传感器等。值得注意的是,其中一些元件的性能指标已经达到了实用化商业化的要求[1]。

而在信息领域,量子信息从其诞生之日起就引起了人们的广泛关注。量子信息学作为信息科学与量子力学的交叉学科在 20 世纪 90 年代应运而生,是量子力学的应用领域从物质科学到信息科学延伸。基于量子力学特性,如叠加性、纠缠性、非局域性和不可克隆性等,量子信息技术可以突破现代信息技术的物理极限,开拓新的信息功能,以全新的原理和方法促进信息科学在 21 世纪的持续发展。而量子纠缠是量子信息学中最重要也是最为奇特的一个课题,在量子信息学的两大领域——量子通信和量子计算中都有着广泛的应用。

将表面等离子体光学和量子纠缠联系到一起源于 2002 年 E. Altewischer 发表的一篇文章[2]。在文章中,作者发现在纳米孔状金属薄膜透射过程中,光子偏振纠缠可以很好地保持。也就是说,那些在物理学家眼睛中很“脆弱”的纠缠态,在经历表面等离子体辅助传送过程之后居然还可以得以“安然无恙”。这个实验关键的贡献是描述了纠缠的保持,而且这种保持是在光子先被转换成表面等离子体振荡,然后再辐射出光子这种情况下的纠缠保持。在表面等离子体辅助传送过程中,虽然很多的光子耗散掉了,但是,更为重要的是,那些辐射出的光子,令人惊奇的依然保持着量子纠缠特性。这也是激发人们系统研究各种量子光场与表面等离子体相互作用,探索金属人工等离子体结构在未来新型量子信息器件中潜在运用的原因。随后,N. Gisin 等人证明能量时间纠缠在此过程中也是可以保持的,他们还制备了表面等离子体的叠加态[3]。中国科学院量子信息重点实验室则在实验上证明了高维空间模

式纠缠也可以在此过程中存在[4]。要实现真正意义上的量子信息和量子计算，必须解决量子比特系统的可拓展性问题。一种可能的解决方法就是利用基于表面等离子体的金属纳米结构作为各个部件之间信息传输的桥梁。2007 年，Lukin 工作组及其合作者在理论上证明单个量子点和纳米金属线可以通过表面等离子体效应实现强耦合，而不需要微腔[5]。接着又证明这种结构不仅可以用来制备量子信息领域极其重要的单光子源，而且可以实现单光子晶体管[6]。

实现这些功能的结构和材料，必然会在量子信息技术领域有着不可限量的应用。但是难题同样存在，首先光激发表面等离子体的效率很低，我们必须设计制作特殊的二维光学元件，例如，纳米透镜、纳米光栅、纳米耦合器、纳米调制元件等，将光信号转换成表面等离子体信号。另外，由于金属中欧姆热效应，表面等离子体在传播过程中将逐渐耗尽能量，只能传播到有限的距离，大约是微米或纳米数量级。当信号要求从一个量子器件传送到另一个量子器件时，首先要将光信号转换成表面等离子体信号，沿着金属波导传播，然后在终端处，再转换回光信号。然而不幸的是，由于激发表面等离子体的效率很低，而且传输损耗很大，目前的表面等离子体波导还不能承担这一重任。除此之外，如何有效的利用表面等离子体来控制量子纠缠(如巧妙地设计纳米结构、或者通过外加电场、磁场等)，以及利用量子纠缠来控制表面等离子体的激发(如远程控制等)也需要我们的进一步研究。

在利用表面等离子体实现单光子晶体管器件的研究中，一方面元件尺寸在纳米量级，给我们的操作带来了极大的困难；另一方面，信号强度也在单光子量级，我们还必须克服极低的激发和耦合效率带来的影响。为了实现金属纳米线和量子点之间通过表面等离子体的强耦合，我们必须精确的控制两者之间的距离。目前采用的手段是在上下两层稀疏分布的量子点和金属纳米线样品之间加一层 PMMA 胶，通过控制胶的厚度来决定两层样品的距离。只有当量子点碰巧在金属纳米线的正上方或者比较接近时，我们才能获得一个可用的样品。这种方法具有比较大的偶然性，很难精确控制，尤其是当我们需要将两个或者更多的量子点与同一根金属纳米线关联的时候。在信号收集方面，为了提高效率，一般采用透镜，这种方法存在着缺陷，因为我们无法区分经由量子点直接发出的光和经金属纳米线传输后发出的光。利用纳米探针进行近场收集可能弥补这个不足，但如何提高探针的收集效率也是摆在我们面前的难题。

目前还没有一个量子化的理论模型，可以给出表面等离子体效应的精确描述。尤其是将表面等离子体金属纳米结构应用于量子信息领域的实验研究，还处于起步阶段。只有解决了上面所提到的一些基本问题，才可以为下一步更好地在量子信息领域利用表面等离子体效应，开发等离子体量子信息器件铺平道路。

参 考 文 献

[1] Ozbay E. Plasmonics: merging photonics and electronics at nanoscale dimensions. Science, 2006, 31: 189.

[2] Altewischer E, Exter M P V, Woerdman J P. Nature, 2002, 418: 304.

[3] Fasel S, Robin F, Moreno E, et al. Phys Rev Lett, 2005, 94: 110501.

[4] Ren X F, Guo G P, Huang Y F, et al. Europhys Lett, 2006, 76: 753.

[5] Chang D E, Sørensen A S, Hemmer P R, et al. Phys Rev Lett, 2006, 97: 053002.

[6] Akimov A V, Mukherjee A, Yu C L, et al. Nature, 2007, 450: 402.

撰稿人: 任希锋 郭国平 郭光灿

中国科学技术大学中国科学院量子信息重点实验室

用“瓦特天平”法实现量子质量基准

The Realization of Quantum Mass Standard by “Watt Balance” Method

1. 实物计量基准

现代信息社会中，测量是人们得到各种信息的手段。计量是可以溯源到基本单位的测量，能保证所得信息的准确性。现代社会广泛使用的国际单位制中定义了米、千克、秒、安培、开尔文、坎德拉和摩尔 7 个基本单位。基本单位的量值由计量基准所保存及复现。

国际单位制 SI 从 1875 年签订米制公约时就开始起步，于 20 世纪中叶基本完成。19 世纪下半叶到 20 世纪上半叶，各国建立起了经典的计量基准，以保存及复现 SI 的基本单位。这些计量基准一般是根据经典物理学的原理，用某种特别稳定的实物来实现，故称为实物基准。如一个保存在巴黎国际计量局(BIPM)的铂铱合金圆柱——千克原器砝码的质量就定义为质量单位千克；一根 X 型铂铱合金米尺原器上两条刻线间距离就定义为长度单位米；用一组饱和式韦斯顿标准电池的端电压的平均值保持电压单位伏特；用一组标准电阻线圈的电阻平均值保持电阻单位等。

实物基准一般是用工业界所能提供的最好的材料及工艺制成，以保证其稳定性。但是随着科技及工农业的发展，这样的传统计量量值传递检定系统开始反映出稳定性不够好、难于准确复制、传递路径长等不足之处，日益显得不能适应需要。近年来与传统的实物基准完全不同的量子计量基准的出现，为解决以上问题提供了全新的途径。

2. 量子计量基准

量子计量基准基于量子物理学中阐明的微观粒子的运动规律。第一个付诸实用的量子计量基准是 1960 年国际计量大会通过采用的 ^{86}Kr 光波长度基准。其原理是利用 ^{86}Kr 原子在两个特定能级之间发生量子跃迁时所发射的光波的波长作为长度基准。此种基准不像原来的 X 形原器米尺实物基准那样，长度量值受环境温度、气压等因素的影响，其准确度比实物基准高出近百倍，达到 10^{-9} 量级。

第二个量子计量基准，也是最著名和最成功的一种量子计量基准，是 1967 年在国际上正式启用的铯原子钟。此种基准用铯原子(^{133}Cs)在两个特定能级之间的量子跃迁所发射和吸收的无线电微波的高准确频率作为频率和时间的基准，以代替原来用地球的周期运动导出的天文时间基准。几千万年才有可能相差 1s，充分说明

了量子计量基准的重大优越性。

量子计量基准的优点在于：

(1) 量子计量基准的准确度一般要比实物计量基准高几个数量级。

(2) 量子计量基准是一种物理实验装置，可以多处建立。不会有一旦损坏不能准确复现的问题。

(3) 按照相同原理建立的量子计量基准所复现的量值也相同，避免了计量基准的量值多次逐级传递而造成的问题。因此，量子计量基准一出现就得到了广泛的关注，发展极为迅速。

20 世纪下半叶以来，电学的量子计量基准也得到了飞速的发展。1962 年，约瑟夫森效应被发现。利用此种量子效应，可把电压与微波辐射频率联系起来，得到准确度与频率基准相接近的量子电压基准，目前其准确度已达到 10^{-12}。另一项重大发现是 1980 年由德国科学家冯·克利青发现的量子霍尔效应。这是半导体界面上的二维电子气在强磁场和超低温环境下表现出的新型量子效应。可以建立一种只取决于普朗克常量与电子电荷平方之比的量子化霍尔电阻基准。1988 年国际计量委员会建议，从 1990 年 1 月 1 日起在世界范围内启用约瑟夫森电压标准及量子化霍尔电阻标准以代替原来由标准电池和标准电阻维持的实物基准，并给出这两种新标准中所涉及的约瑟夫森常量 K_J 及冯·克利青常量 R_K 的国际推荐值为

$$K_J = 2e/h = 483\,597.9\ \text{GHz/V}$$

$$R_K = h/e^2 = 25\,812.807\ \Omega$$

这两个公式等效于用普朗克常量 h 和基本电荷 e 这两个基本物理常数结合频率标准来导出电压单位和电阻单位。从几年来的实践结果看，1988 年国际计量委员会的建议是十分有效的。采用新方法后电压单位和电阻单位的稳定性和复现准确度提高了 2 ~ 3 个数量级。

对于温度单位开尔文，一直沿用至今的是按水的三相点来定义和导出单位。但最近发现同位素效应会造成开尔文单位的附加误差。从海洋中以及从陆地上各处提取的纯水导出的温度单位因同位素含量的不同而有微小的差别。因此用玻尔兹曼常量直接导出热力学温度单位的工作得到了重视，近年来也取得了不少成果。

对于物质量的单位摩尔，正在研究用给定阿伏伽德罗常量数值的办法来重新定义，最近已取得了很好的进展，不确定度达到 10^{-7} 量级。可以很好地满足化学以及其他方面提出的实际需要。

3. 量子质量基准

目前，各国的计量研究院正在努力攻克经典计量学中的顽固堡垒——用某种量子计量基准来代替尚在使用的铂铱合金千克砝码实物基准。

目前使用的实物质量基准是 1889 年制成的。这是一个铂铱合金圆柱，称为“千

克原器砝码”，其质量就定义为质量单位千克，保存在巴黎国际计量局(BIPM)地下室的三层真空玻璃罩中。这样的铂铱合金圆柱一共制作了几十个，彼此的质量差别控制在 10^{-9} 量级，分发给各个米制公约的会员国，作为国家级的质量标准使用。这些国家级质量标准要定期送到国际计量局与“千克原器砝码”比对，以保持全世界质量单位千克的一致性。但是一百多年来的实践说明，这些铂铱合金圆柱的质量并不像最初预想的那样稳定，相互之间的差别随着时间的流逝越来越大。1989 年的一次大规模比对说明，各国的质量标准的最大差别已经达到 10^{-7} 量级。质量单位是 SI 单位制中十分基本和重要的单位，设法建立更加稳定的量子质量基准已经变得十分迫切。这样的量子质量基准的稳定性至少应该优于 2×10^{-8} 才能满足飞速发展的科研和生产的需要

科学家们建立量子质量基准的努力已经进行了几十年。也提出过多种可能的方案。但是实践说明，要建立稳定性优于 2×10^{-8} 的量子质量基准是一件十分困难的工作。目前比较有希望的是下面介绍的“瓦特天平法”方案。

4. “瓦特天平法”

“瓦特天平法”方案是英国国家物理实验室 NPL 的 B.P. Kibble 首先提出的[1]。其基本设想是用一个天平使载流线圈在磁场中的垂直方向的作用力与砝码的重力相平衡。载流线圈在磁场中的作用力可以溯源到用(1)、(2)两式表示的量子电学基准，砝码所受重力 mg 因而可以溯源到量子电学基准。重力加速度 g 也可以溯源到长度和时间的量子基准，因此用“瓦特天平法”方案导出的质量 m 的量值，原理上也是一种量子基准，具有前面所述的量子基准的各种优点。“瓦特天平法”的缺点是概念不太直观，导出量子质量基准的路径也比较长，但与其他方案比较，其突出优点是可以达到较高的准确度。英国首先实验了这一方案。后来美国、瑞士、法国、国际计量局等也开展了“瓦特天平法”方案的研究[2~5]。

用天平使载流线圈在磁场中所受作用力与砝码的重力相平衡的想法，在 20 世纪的前半世纪就有人提出过。当时主要靠精密测量线圈几何尺寸来保证整体准确度。由于线圈的几何尺寸繁多，要一一进行测量并达到很高准确度是十分困难的。因而测量准确度最多只能达到 10^{-5} 量级。B.P. Kibble 的主要贡献是测量线圈在磁场中移动时的感应电动势及线圈的移动速度，避免了对线圈众多几何尺寸的精密测量，从而使整体的测量准确度得到大幅度的提高。其主要想法如图 1 和图 2 所示。

图 1 中一个圆形的“可动线圈”挂在天平的一端。“可动线圈”中通以电流 I 。该线圈同时处于半径方向的磁场中，磁感应强度为 B 。线圈上所受的力为垂直方向，大小为

$$F = I\oint\left(\boldsymbol{B}\times \mathrm{d}\boldsymbol{l}\right)_z \tag{1}$$

其中的 d$\boldsymbol{l}$ 表示载流线圈的微分段向量，闭合环路积分沿着整个线圈回路进行。被积分式括号右下角标 z 表示只取该向量式的 z 方向分量。径向磁场可以用同轴型的磁铁得到(类似永磁型扬声器的磁铁间隙中的磁场)，也可以用超导磁体产生。

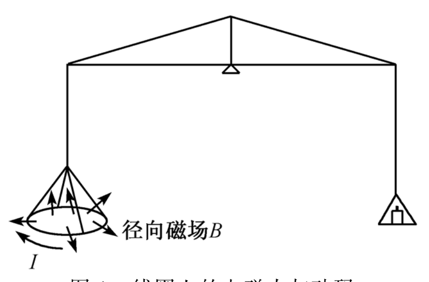


图 1 线圈上的电磁力与砝码的重力相平衡

当线圈上的电磁力 F 用砝码 m 上所受的重力平衡时，就有

$$m\boldsymbol{g} = I\oint\left(\boldsymbol{B}\times \mathrm{d}\boldsymbol{l}\right)_z \tag{2}$$

此式左面的 $\boldsymbol{g}$ 为重力加速度，m 为待确定的质量。$\boldsymbol{g}$ 和(2)式右面的电流 I 均可以很高的准确度测定，因此只要能求出(2)式右面的闭合环路积分，就可求出质量 m 了。但是，这个闭合环路积分之值取决于线圈的几何形状以及载流线圈的微分段向量 d$\boldsymbol{l}$ 所处位置处的磁感应强度向量 $\boldsymbol{B}$，是个十分复杂的函数，很难准确测定。为了解决这个难题，B. P. Kibble 提出把整个实验分成两步来做。第一步就如图 1 所示的那样，使“可动线圈”上的电磁力 F 和砝码 m 上所受的重力相平衡。第二步则如图 2 所示。此时“可动线圈”开路，不通电流。并让天平摆动，使线圈在垂直方向以速度 v 运动。由于“可动线圈”切割了磁力线，在线圈两端将可测量到感应电动势 ε，如(3)式所示。

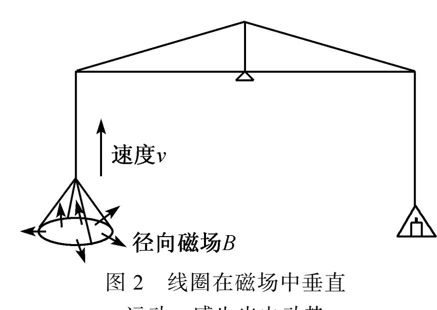


图 2 线圈在磁场中垂直运动，感生出电动势

$$\begin{aligned}\varepsilon &= \oint\left(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}\right)\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l}\\ &= \oint \boldsymbol{v}\cdot\left(\boldsymbol{B}\times \mathrm{d}\boldsymbol{l}\right)\\ &= \boldsymbol{v}\cdot\oint\left(\boldsymbol{B}\times \mathrm{d}\boldsymbol{l}\right)\end{aligned} \tag{3}$$

当“可动线圈”在垂直方向移动时，速度向量 $\boldsymbol{v}$ 只有 z 方向的分量 v_z 。(3)式就成为

$$\varepsilon = v_z\oint\left(\boldsymbol{B}\times \mathrm{d}\boldsymbol{l}\right)_z \tag{4}$$

比较(2)式与(4)式，可以看到两个公式右面的线积分相同。把两式相除就消去了线积分而得到

$$\frac{mg}{\varepsilon} = \frac{I}{v_z} \tag{5}$$

或

$$mgv_z = \varepsilon I \tag{6}$$

此式中复杂的线积分表达式已被消去，g, v_z, ε, I 均可准确测定。因此质量 m 的量值就可由这四个量的测定值求出。这样，用两步实验就可由电磁力及重力的平衡确定质量 m 的量值，无需进行十分复杂的线圈几何尺寸及磁场分布的测量。另一方面，(6)式的左面为重力与速度的乘积，代表机械功率。右面为电动势与电流的乘积，代表电功率。也就是说，在天平上机械功率与电功率互相平衡。“瓦特”是 SI 单位制中功率量的单位，上述方案一般就称为“瓦特天平法”方案。

5. 瓦特天平法的前景

由于量子质量标准十分重要，各国都投入了相当大的人力物力进行研究。英国首先提出“功率天平”方案，已进行了近 30 年的实验，准确度达到 3×10^{-7}。美国进行了类似的实验，至今也有 20 多年，准确度达到了 4×10^{-8}，尚不能满足建立质量自然基准的要求(要建立质量自然基准，实验的准确度至少应该达到 2×10^{-8})。瑞士也只达到了 3×10^{-7}。法国和国际计量局的实验装置尚未发表实验结果。各国的实验进行到攻坚阶段，进展都很困难，主要的问题是数据的分散性较大，实验准确性不易进一步提高。估计需在技术上有了新的突破，方能达到预期的要求。

参 考 文 献

[1] Kibble B P. A measurement of the gyromagnetic ratio of the proton by the strong field method// in Atomic Masses and Fundamental Constants 5, Sanders J H, Wapstra A H, eds, New York: Planum Press, 1975: 545-551.

[2] Williams E R, et al. Accurate measurement of the planck constant. Phys Rev Lett, 1998, 81, 2404-2407.

[3] Beer W, et al. A prorosal for moving coil experiment. IEEE Trans. on Instrum. & Meas, 1999, 48: 192-195.

[4] Geneves G, at al. The BNM Watt balance project. IEEE Trans. on Instrum. & Meas, 2005, 54: 850-853.

[5] Essential ideas for BIPM Watt Balance, CCEM/2005-35, Paris, 2005.

撰稿人：张钟华

中国计量科学研究院

光子有静止质量吗？

Does the Photon Have the Rest Mass?

1. 问题由来

19 世纪物理学最伟大的成就之一是麦克斯韦经典电磁场理论的形成，即麦克斯韦方程组的建立。麦克斯韦理论的形成促进了 20 世纪物理学的伟大发展，最典型的就是相对论和量子力学的建立，以及与他们相结合而建立的量子电动力学，所有这些理论的巨大成功奠定了现代物理学进一步发展的基础。无论是在麦克斯韦电磁理论还是在狭义相对论中，恒定光速的假设(或者是光速不变性原理)暗含着传播电磁波的媒介——光(量)子的静止质量必须为零，即电磁相互作用是通过零静止质量的光子来传播的。

1905 年，爱因斯坦为了解释光电效应提出了光(量)子的假设，并于同年提出著名的狭义相对论。狭义相对论给出一个具有有限静止质量 m_0 的粒子的速度 V 与其能量 E 之间的关系如图 1 中曲线所示。由此可见，对于任何具有有限质量的粒子，其速度的大小完全依赖于其能量的高低，增加粒子的能量可以提高其速度，但是光速是永远不可达到的，因为有限质量的粒子要达到光速必须使其能量达到无穷大。对于静止质量为零的粒子而言，其速度恒等于光速 c，而不管其能量的高低，光子就被认为是这种具有零静止质量的粒子之一。光子能够携带能量和动量在空间中传播，但光子的静止质量被假定是零，该假定是基于我们没有办法让一个光子静止下来的事实，也就是说光不可能停下来，因为从理论上说如果一个光子能够静止下来，人们总是有办法能够“抓住”它并且能够“称出”它的质量。近一个世纪以来，人们在麦克斯韦电磁理论、狭义相对论以及量子电动力学中诸多实验上的巨大成功导致了“光子无静止质量”这个概念几乎被完全接受了。

尽管如此，这并没有阻止实验物理学家们对光子静止质量直接或间接的实验检验，光子究竟是否具有微小的静止质量这一问题一直受到人们的关注，其中包括德布罗意、薛定谔、费恩曼这些量子力学的泰斗们。实际上，狭义相对论并不需要光子静止质量为零的假设，只要假定 c 为常数，并且是任何具有有限静止质量粒子当能量趋近无穷时的极限速度即可，这样如果光子具有有限静止质量，它的速度就依赖于其能量，并且始终小于 c。假定光子具有微小的非零静止质量的量子电动力学与目前的实验结果并不矛盾，理论上也能自洽。因此，实验检验光子静止质量是否为零一直是物理学家们希望能够正面回答的基本问题之一，也就成为物理学中长期

以来一直保持持续兴趣的研究课题之一。

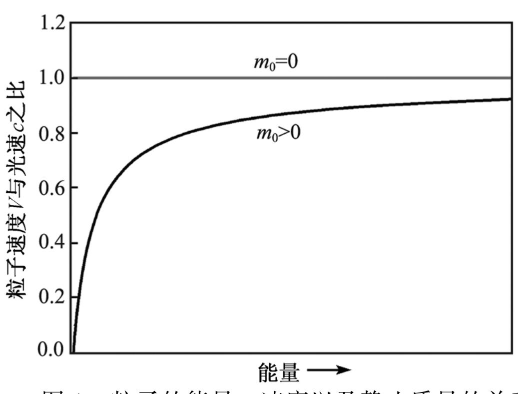
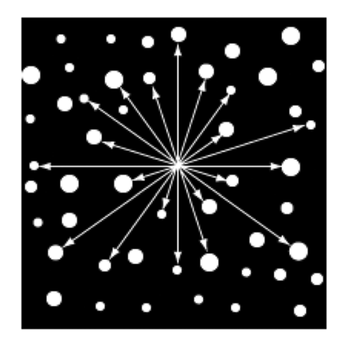


图 1　粒子的能量、速度以及静止质量的关系

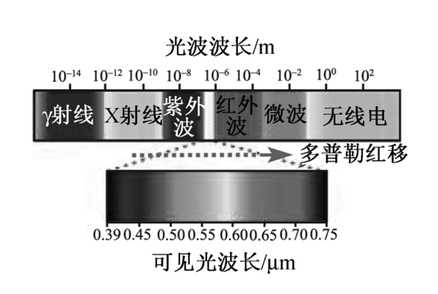
2. 光子具有静止质量物理效应

如果光子具有静止质量，我们就能够很好地解释“为什么夜晚的天空是黑色的而不是明亮的？”这一问题。目前关于这一问题的解释涉及宇宙是有限还是无限的(这一问题目前还没有定论！)。如果宇宙是无限的，星系之间是相对静止的，那么一个观察者的任一视线迟早会遇到一颗恒星或者是一个星系，于是夜晚的天空应该是光辉灿烂的，但事实上夜晚的天空却是黑暗的(这就是所谓的“奥伯斯佯谬”，如图 2(a)所示)。目前对于该问题有两种解释：一是宇宙并不是无限大的，而是有限的，因此每一视线不一定会遇到恒星或者是星系；二是宇宙中的星系并不是相对静止的，而是相对我们在后退，由光的多普勒效应，这使星系的光均朝红端移动(如图 2(b)所示)，这样遥远的星系所发出的光到达我们视野时，大多在红外，所以看不见了。当然抛开宇宙到底是有限还是无限这一问题，我们还可以有第三种解释就是光子具有有限的静止质量，这样遥远星系所发出来的光在没有到达我们的视野时就已经停了下来，我们自然就看不见，因此夜晚的天空是黑色的而不是明亮的。





(a) 奥伯斯佯谬中夜晚的星空



(b) 光谱及光的多谱勒红移

图 2　奥伯斯佯谬及光谱红移示意图

回到描述经典电磁场的理论基础知识，我们知道描述电磁场的基本物理量是电场强度 $\boldsymbol{E}$ 和磁感应强度 $\boldsymbol{B}$，它们都具有真实的物理意义，也就是说可以通过相关的物理效应感觉到它们的存在，从而对它们进行测量。例如，电场可以对电荷产生作用力，该作用力与场强 $\boldsymbol{E}$ 有关；磁场可以对电流产生作用力，该作用力与磁感应强度 $\boldsymbol{B}$ 有关。又如在电磁场变化的情况下，变化的电磁场对电荷和电流作用的变化也可以检测到。不仅如此，场的能量、能流、动量等反映电磁场特征的重要性质也都与 $\boldsymbol{E}$、$\boldsymbol{B}$ 相关。另一方面，人们根据电场的有源无旋的性质和磁场的无源有旋的性质，为讨论问题的方便从数学上引入电磁势(标势 φ 和矢势 $\boldsymbol{A}$)来描述电磁场，但是电磁势描述电磁场不是唯一的，即给定的 $\boldsymbol{E}$ 和 $\boldsymbol{B}$ 并不对应唯一的 φ 和 $\boldsymbol{A}$。为了保证在采用电磁势描述电磁场时的唯一性，因此引入了规范不变性的要求(即对电磁势作某种变换时，所有的物理量和物理规律都应该保持不变，这种不变性称为规范不变性，它是物理规律对称性的基本要求，即同一物理规律采用不同的描述时，物理规律具有不变性)在经典电磁理论中，电磁势的引入只是为了在某些求解电磁场的规律时得到简化，它本身并不具备真实的物理意义，因此也就不是实验可观测的物理量。实际采用的规范通常有洛伦兹规范、库仑规范等。

当考虑光子静止质量时，在描述电磁波的拉普拉斯密度(注：拉普拉斯密度是描述一个系统的能量，数值上等于系统动能和势能之差，表征着系统的约束、运动状态、相互作用等性质)中添加一项来描述非零光子静止质量，就演化成实验检验光子静止质量的理论基础——普洛卡(Proca)重电磁场方程组(如图 3 所示，图中阴影部分为与光子静止质量相关的添加项)。在普洛卡重电磁场理论中，因为引入了非零的光子静止质量，普洛卡方程组中同时包含了电磁场量 $\boldsymbol{E}$、$\boldsymbol{B}$ 和电磁标势 φ、矢势 $\boldsymbol{A}$，电场标势 φ 和磁场矢势 $\boldsymbol{A}$ 通过光子静止质量获得了实在的物理意义，并获得了非零的能量密度 $\varepsilon_0\mu_\gamma^2\varphi^2/2$ 和 $\mu_\gamma^2\boldsymbol{A}^2/2\mu_0$，从而变成可观测的物理量。在麦克斯韦电磁理论中，引入电磁势 φ 和 $\boldsymbol{A}$ 描述的电磁场在经过规范变换后得到的仍然是描述同一电磁场，即电磁规律在规范变换下保持不变。然而在普洛卡重电磁场理

$$\nabla\cdot\boldsymbol{E}=\frac{\rho}{\varepsilon_0}-\mu_\gamma^2\varphi,\quad \nabla\times\boldsymbol{E}=-\frac{\partial\boldsymbol{B}}{\partial t},$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{B}=0,\quad \nabla\times\boldsymbol{B}=\mu_0\boldsymbol{J}+\mu_0\varepsilon_0\frac{\partial\boldsymbol{E}}{\partial t}-\mu_\gamma^2\boldsymbol{A}.$$

$\boldsymbol{E}$：电场强度；$\boldsymbol{B}$：磁感应强度；ρ：电荷密度；

$\boldsymbol{J}$：电流密度；φ：电场标势；$\boldsymbol{A}$：磁场矢势；

ε_0：真空介电常数；μ_0：真空磁导率；

μ_γ：光子康普顿波长($\mu_\gamma=m_\gamma c/\hbar$)；

c：真空中光速；$\hbar$：普朗克常数

图 3　普洛卡重电磁场方程组及各物理量解释

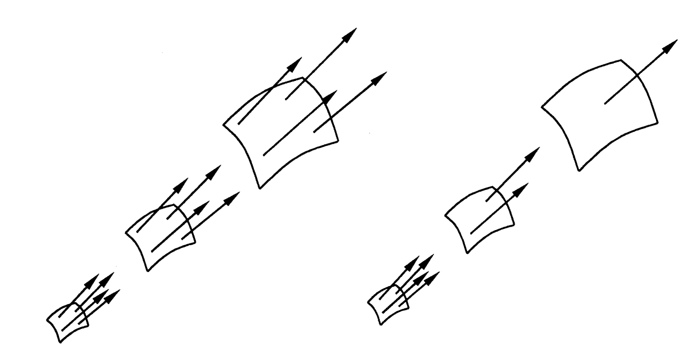
论中，因为标势 φ 和矢势 $\boldsymbol{A}$ 直接出现在普洛卡方程组中，经典电磁理论中的规范不变性不再成立。

光子具有有限静止质量所对应的物理效应是各种实验检验光子静止质量的依据，原则上，采用麦克斯韦经典电磁理论描述的所有物理现象，如果考虑加入有限光子质量的修正后，都会产生相应的物理效应，但受到实验观测技术的限制，并不是所有的效应都可以实际探测的，因此实验检验光子静止质量的途径也就受到一定的限制。

根据普洛卡重电磁场理论，光子具有静止质量的直接效应就是真空中的光速的频率依赖性，即不同频率的电磁波在真空中传播的速度将不同，这种光的传播速度随频率的变化现象称为真空中光速的色散效应(注意该色散效应是真空中的光速对光的频率的依赖性，不同于通常所说的介质中的色散效应！通常介质的色散效应是由于介质的介电常数和介质的磁导率是频率的函数，因此将介质的介电常数和介质的磁导率随频率而变的现象称为介质的色散)。人们可以通过测量不同频率的电磁波的速度差，或者是测量不同频率的光传播相同距离所需的时间差来检验真空中光速的色散效应，进而可以确定光子静止质量。从过去的实验来看，由于各种介质的干扰，在地面观测光速的色散效应很难取得实质性的进展，在未来的该类实验检验中，通过射电天文观测高能的伽马射线暴或者是脉冲星中毫秒级的色散效应有可能将目前的实验精度提高几个数量级。

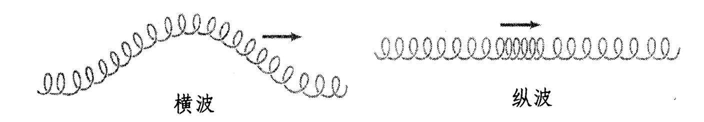
光子具有有限静止质量对静电场的影响表现为库仑反平方定律的偏离。我们知道，一个点电荷产生的静电场的势与距离的依赖为反比关系，采用电场线(或称电力线)表示点电荷的场强则为如图 4(a)所示，电场线在远离场源电荷时变得稀疏，但是在自由空间一定不会消失，此时点电荷之间的静电力满足库仑反平方定律。考虑有限光子静止质量后的点电荷的势将随距离呈现指数衰减，即出现形如汤川秀树形式的势(原因是普洛卡方程组中描述电场的方程中出现了标势 φ，如图 3 所示)，此时的电场线分布如图 4(b)所示，随着距离变远电场线的数目逐渐减少，以至于在无穷远处电场线完全消失。相应地，考虑光子具有有限静止质量后，我们熟知的库仑反平方定律将出现偏离，即两个点电荷之间的静电力的形式不再是平方反比关系，这将导致带电导体的自由电荷不再全部集中在导体表面，导体内部也会出现自由电荷，因此实验检验库仑反平方定律的偏离程度可确定光子静止质量(上限)。譬如，过去的库仑反平方定律的实验检验通常采用多层同心导体球壳的实验装置，在外部球壳上充电后，探测内部球壳上的电荷(或电势)，最后给出实验结果。类似地，由麦克斯韦理论可知，磁场的基本规律满足安培环路定律，譬如说地球磁场的强度应该反比于地面的海拔高度，当考虑光子静止质量后，地磁场的强度将随海拔高度增加呈指数衰减，因此通过卫星测量不同高度处的地球磁场，根据磁场随高度的变化关系也可以确立光子静止质量。就实验检验库仑定律而言，原则上采取 mK 级的

低温实验、进行长时间的数据累计以及采用更高频率的高压也有可能提高实验精度，但实际困难可想而知。采用测量星体磁场的方法确定光子静止质量上限最有可能取得突破性进展的是观测木星磁场，因为木星是太阳系八大行星中最大的一颗，其直径是地球的 20 多倍，木星表面磁场强度达 3~14G，而地球表面磁场强度只有 0.3~0.8G。

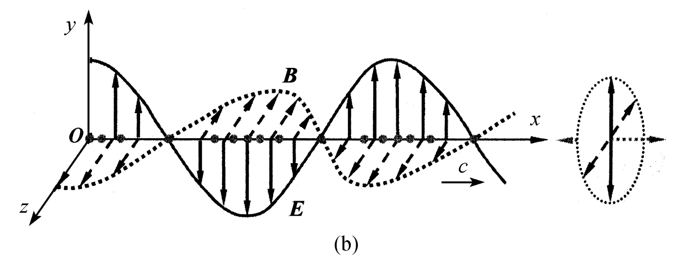


(a) 光子静止质量为零的情况　　(b) 光子静止质量非零的情况

图 4　点电荷的电场线示意图



(a) 横波与纵波示意图(箭头为波传播方向)



(b)

图 5　平面电磁波的偏振与传播的示意图

E、***B*** 为麦克斯韦电磁理论中的电场(红色)与磁场(蓝色)，偏振方向垂直于电磁波传翻方向 ***c***, 电磁波为横波；考虑光子静止质量后，电磁波出现沿光速 ***c*** 的偏振方向(绿色)，电磁波出现纵向分量

非零光子静止质量的第三个效应是纵向电磁波的出现。麦克斯韦电磁理论中的电磁波为横波(如图 5(a))，意思就是电磁波的两个偏振(也称极化)方向互相垂直，且都垂直于光的传播方向。光子非零静止质量使得重电磁波将出现第三个偏振方向——沿着光的传播方向的偏振(如图 5(b))，称为“纵光子”。然而与“纵光子”有关的各种预期效应至今均没有被实验观测到。人们猜想光子即使具有有限的静止质量，它也一定非常小，以至于目前科学仪器可以探测能力还没有达到足以探测到“纵

光子”各种效应的水平。

除了上面讨论的三种效应之外，非零的光子静止质量与黑体辐射，AB 效应(AC 效应)、波导和谐振腔的波场分布、磁单极子的存在与否以及电荷量子化、卡西米尔力等物理现象有着密切的关系。对所有这些可能的现象进行直接或间接的实验探测，可以确定光子静止质量的大小或者是给出其静止质量的上限。

可以肯定地说，光子具有一个很大质量的可能性(比如像质子的质量一样大)已经被排除，因为如果那样的话，这种世界将与我们所认识的世界有着天壤之别，而且以目前的检测手段不可能检测不到如此“巨大”的光子静止质量。因此可能的情况就是光子具有一个非常微小的静止质量，远远小于质子和电子的质量，但是的确不为零。这样一来，实际的宇宙与假定光子具有零静止质量理论所描述的宇宙略有不同。假设未来实验证实到光子的确具有一个非常微小的静止质量，并不会对我们的日常生活造成多大的影响，但是物理学的相关理论就需作相应的修改。例如，在狭义相对论中，为了描述不同惯性参考系之间的物理规律，存在不同参考系中的“异地对钟”问题。爱因斯坦根据他提出的光速不变原理，提出一个异地对钟的准则：假定我们要对准 A、B 两地的钟，则在 AB 连线的中心 C 处设一光讯号发射(或接收)站。当 C 点接收到从 A、B 发来的对时光信号符合时，我们就断定 A、B 两钟对准了。当然也可以由 C 向 A、B 两地发射对钟的光信号，A、B 收到此信号的时刻被认定是对准(同时)的。如果光子具有静止质量，则光速不再是恒定不变的，如前所述，不同频率的光将具有不同的传播速度。这将使目前狭义相对论中考虑的“异地对钟”问题变得异常复杂，譬如既要考虑光源的频率，又要考虑光源的运动(方向)。

另一方面，如果光子具有有限的静止质量，根据普洛卡重电磁理论，光子静止质量的平方与宇宙磁场矢势 $\boldsymbol{A}_e$ 的乘积变成可观测的物理量，因此我们可以利用光子非零的静止质量这一特性，设计一个由螺绕环构成的扭秤放置到空间中，由于光子的非零静止质量，该螺绕环中的磁场将与宇宙磁场矢势(宇宙磁场无处不在，而且方向在较长时间内基本恒定)发生相互作用，当螺绕环方向与宇宙磁场矢势之间的夹角不一致时(如图 6 所示)，该螺绕环就会受到宇宙磁场的作用，并使螺绕环偏转到与宇宙磁场矢势一致的方向。因此该螺绕环可以作为一个“宇宙罗盘”，在我们将来做星际旅行时充当“宇宙指南针”的作用。华中科技大学采用该原理在一个恒温恒湿的山洞实验室内进行了光子静止质量的实验检验(如图 7 所示)。扭秤系统由一个通电螺绕环构成，连续转动实验装置让螺绕环的方向做周期性改变，在该过程中一个光杠杆系统连续监测扭秤受到的力矩并由数据采集系统连续记录。提取数据中与实验装置转动频率相同的力矩分量，从而确定光子的静止质量(的上限)。

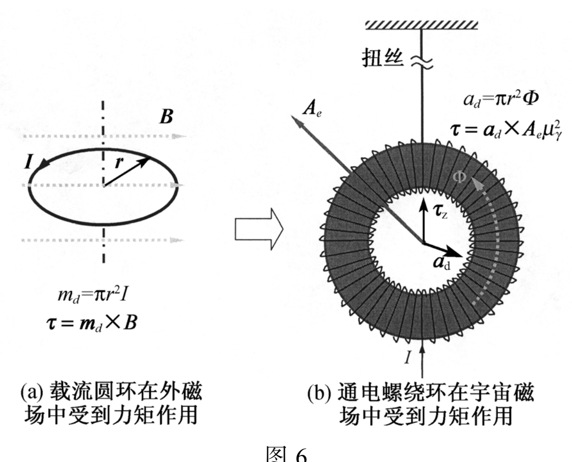


图 6

(a)通常的载流圆环可等效为一磁偶极矩 m_d，在外磁场 $\boldsymbol{B}$ 中该磁偶极矩 $\boldsymbol{m}_d$ 将受到力矩 $\boldsymbol{\tau}$ 作用。
(b) 等效地，通电螺绕环也可等效为一磁偶极矩 $\boldsymbol{a}_d$ (Φ为环内的闭合的磁通量)，如果光子静止质量非零，该螺绕环构成的扭秤同样感受到力矩的作用(为力矩 $\boldsymbol{\tau}$ 的 z 方向分量 τ_z)，该力矩的大小由 a_d 和宇宙磁场矢势 $\boldsymbol{A}_e$ 及其之间的夹角确定，因此该螺绕环构成的扭秤就成为一个“宇宙罗盘”，在星际空间进行方向定位

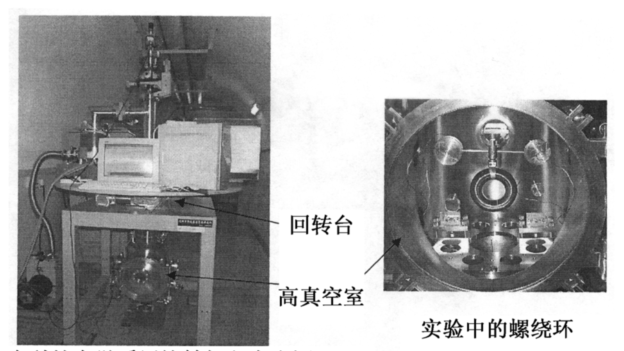


图 7　华中科技大学采用旋转扭抨检验光子静止质量的实验装置及实验中悬挂的螺绕环照片

3. 检验光子静止质量的实验

人们测量光子静止质量的努力始于两个世纪以前的一些与光子无关的实验，那时人们甚至还没有“光子”这一概念。历史上已有许多实验对光子静止质量进行检验，但迄今为止，并没有实验证实光子具有静止质量，所有实验均是给出光子静止质量的上限。现有的实验检验都是寻找非零光子静止质量产生的各种交应，比如真空中光速的频率色散效应、静态电磁场的库仑反平方定律和安培环路定律的偏离、寻找纵向电磁波以及磁偶极场的汤川秀树势等几个方面，所有这些效应都曾经作为

实验室实验和宇宙天文观测确定光子静止质量的观察对象,并通过各自观测结果给出相应的光子静止质量上限(如表 1 所示)。

表 1　一些代表性的光子静止质量实验结果及采用的方法(以时间为序)

作者	时间	实验方法	m_γ上限/g
de Broglie	1940	检验星光色散效应	8×10^{-40}
Schrödinger, et al.	1955	分析地球磁场中的“外来场”	2.0×10^{-47}
Florman	1955	检验无线电波色散效应	6×10^{-42}
Feinberg	1969	分析脉冲星 NP0532 色散效应	10^{-44}
Williams, et al.	1971	检验库仑反平方定律	1.6×10^{-47}
Bay, et al.	1972	脉冲星辐射色散效应	3×10^{-46}
Hollweg	1974	星际等离子体介质中的色散	1.3×10^{-48}
Davis, et al.	1975	分析木星磁场中的“外来场”	8×10^{-49}
Chernikov, et al.	1992	检验安培环路定律	8.4×10^{-46}
Fischbach, et al.	1994	分析地球磁场中的“外来场”	1×10^{-48}
Ryutov	1997	分析太阳风磁场	10^{-49}
Lakes	1998	静态扭秤实验	2×10^{-50}
Schaefer	1999	分析伽马射线暴色散效应	4.2×10^{-44}
Luo, et al.	2003	动态扭秤调制实验	1.2×10^{-51}
Accioly, et al.	2004	分析电磁辐射的引力偏转效应	10^{-40}
Füllekrug	2004	地球对流层放电观测	4×10^{-49}
Tu, et al.	2006	改进的动态扭秤调制实验	1.5×10^{-52}

2002 年国际粒子物理数据组(particle data group)推荐的光子静止质量的上限是 $m_\gamma \leqslant 4\times10^{-49}\text{g} \equiv 2\times10^{-16}\text{eV}$，2004 年和 2006 年最新推荐值为 $m_\gamma \leqslant 1\times10^{-49}\text{g} \equiv 6\times10^{-17}\text{eV}$，该数值比电子的质量($m_\text{e} = 9.1\times10^{-28}\text{g} \equiv 5.1\times10^{-66}\text{eV}$)小了差不多 22 个数量级！另一方面，根据能量–时间不确定关系(量子力学的基本原理之一)，可以粗略估计光子静止质量 m_γ和时间Δt 之间满足关系 $m_\gamma c^2 \cdot \Delta t \sim \hbar$，若取宇宙年龄($T\sim10^{10}$ 年)为Δt，得到$m_\gamma \sim \hbar/c^2T \approx 3.7\times10^{-66}\text{g}$，该数值即为实验检验光子静止质量的最终上限。从表 1 中可以看出，目前的实验结果给出的上限比可探测极限还有 14 个数量级的差距。如果确实存在光子获得静止质量的物理机制，即使这一质量非常微小并超出我们目前的探测能力，但随着科学技术的不断进步，探测光子静止

质量的手段和方法得到更新，有朝一日观测到光子静止质量是完全可能的！

综上所述，进行高精度的光子静止质量实验检验是非常困难的，一方面是因为光子如果存在有限的静止质量，它一定非常小，需要将巧妙的实验设计与先进的探测技术有机结合，切实排除各种可能的系统误差，才可能进一步提高实验精度，增加实验结果的可信度；另一方面，由于目前关于光子如何获得静止质量的理论机制尚未形成，因此这给如何更有效、更直接地寻找测量光子静止质量的可能途径造成一定的困难，值得说明的是，如果一个实验没有发现光子具有静止质量，并不能说明光子的静止质量就是零，唯一能够说明的是光子静止质量(所引起的效应)可能小于该实验探测的灵敏度，因此该实验只是给出了光子质量的上限。近年来，通过各种实验方法给出的光子质量的上限值越来越小，并不断地向由能量–时间不确定关系给出的值趋近,但是谁也不敢断言下一个实验一定不会给出一个光子的确具有有限的、非零静止质量的实验结果。也就是说，光子静止质量在更高精度下是否仍然为零，需要更为精密的实验来检验。因此，目前实验物理学家能所做的就是如何将该上限值一步一步地向由不确定的可探测极限逼近，如同寻找中微子质量一样，也许下一个更高精度的实验结果就可能给出光子静止质量的值，而不是其上限！

参 考 文 献

[1] Bass L, Schrödinger E. Must the photon mass be zero? Proc R Soc London A, 1955, 232:1-6.

[2] Goldhaber A S, Nieto M M. Terrestrial and extraterrestrial limits on the photon mass. Rev Mod Phys, 1971, 43: 277-296.

[3] Goldhaber A S, Nieto M M. The mass of the photon. Sci Am, 1976, 234: 86-96.

[4] Byrne J C. Cosmic tests of Maxwell’s equations. Astrophysics and Space Science, 1977, 46: 115-132.

[5] Tu L C, Luo J, Gillies G T. The mass of the photon. Rep Prog Phys, 2005, 68: 77-130.

[6] Luo J, Tu L C, Hu Z K, et al. New experimental limit on the photon rest mass with rotating torsion balance. Phys Rev Lett, 2003, 90: 081801.

[7] Tu L C, Luo J. Experimental tests of Coulomb’s law and the photon rest mass. Metrodogia, 2004, 41: S136-146.

[8] Hagiwara K, Hikasa K, Nakamura K, et al. Review of particle properties. Phys Rev D, 2002, 66: 010001.

[9] Eidelman S, Hayes K G, Olive K A, et al. Review of particle physics. Phys Lett B, 2004, 592: 1-1109.

[10] Yao W M et al. Review of particle physics, J Phys G: Nucl Part Phys, 2006, 33: 1-1232.

撰稿人：罗　俊

华中科技大学物理系

半导体激光器光谱结构模型及实验验证

Spectral Structure Model of Semiconductor Lasers and Its Experimental Demonstration

光谱是光发射器件重要的特性，光电子器件的许多特性(相干、调制、放大、滤波、耦合、传输等)与光谱特性密切相关。对光谱结构的认识是一个重要的基础性问题。激光器的光谱由大量波列(wave trains)构成[1]，要全面地描述光谱结构，深入地了解光谱的基本特性，首先要了解波列的特性及波列之间的关系。为此，我们必须从波列的测试分析开始，认识光谱的精细结构。可是由于通常采用的测试方法在分析精度方面存在很大的局限性，同时受到仪器装备分辨率的限制，光谱分析精度难以获得突破性的提高。人们对光谱结构的认识还十分模糊，许多分析都是基于简单的假设[1~5]，缺乏实验的支持。

在过去 100 多年的时间里，发展了各种各样光谱分析方法。最典型而有效的方法是基于光外差技术。传统的 Michelson 干涉仪是基于波前分束法(division of wave-front)或幅度分束法(division of amplitude)。分辨本领(resolving power)定义为光波长与分析光谱线宽之比，是描述光谱线宽测试方法的重要参数指标。由于基于 Michelson 干涉仪的测试技术存在光束发散，透镜振动等诸多因素的影响，其分辨本领仅为 10^5。基于频率分束法(division of frequency)的光外差技术[6]克服了传统光谱分析方法的一些缺点。与 Michelson 干涉仪的测试技术相比，该方法具有许多独特的优点：首先是将光谱分析从光域转移到频域，同时转移到非零的频率进行拍频，这样就避免了直流噪声对测试精度的影响，能够采用高分辨率的频谱分析仪对光谱超精细结构进行定量分析，而不是传统的光谱分析方法的定性观察。此外，由于拍频的两束光(载波和边带模式)都在全光纤系统或同一根光纤中传输，拍频相当稳定。在测试过程的短时间内，不会受到机械振动、温度或声光波动效应的影响。从而将光谱分辨本领提高到 10^{17}，使得对波列特性进行定量测试分析成为可能。实验证明半导体激光器波列的线宽小于 1 mHz，即是对波长为 1.55μm 的激光光谱，波列的谱线宽度小于 10^{-23} m，这比 DFB 激光器的典型线宽(10 MHz)低 10 个数量级。

关于光谱结构的测试分析模型，Henry 提出的相位模型(phasor model)被大家广泛接受，并成功用于解释时域自发辐射规律和由折射率虚部和实部变化引起的光谱展宽等物理现象[7]。基于波列特性的分析，可以建立光谱结构的频率域模型。以半导体激光器为例，激光器的模式特性由谐振腔决定。FP 激光器的模式是由两端面的解理面构成的谐振腔在增益谱内选出的一系列周期性模式。

DFB 和 DBR 激光器是周期性的光栅在增益谱内选出的单一模式。激光器模式稳定性取决于谐振模式中心波长稳定性。无论是 FP 激光器还是 DFB 激光器，其模式还可以进一步分解为大量随机出现的光波列。在某一频率的光强度完全由谐振腔决定。当激光器模式中心波长由于受到注入等因素的影响而改变时，在不同频率的光波列强度也将随之改变。一个典型的例子是一个被注入锁定的半导体激光器，其输出光波长由注入光波长决定。光谱结构的频率域模型中，波列的主要特性主要包括波列线宽、波列长度、波列强度的时间或空间分布、波列之间的位置关系等。该模型能够对许多实验现象给予合理的解释。要深入地理解光谱的结构，就需要对波列进行全面而系统的测试分析。目前，由于实验还不能全面完整地描述波列的这些基本特性，所建立的频率域分析模型还不够完善，一些重要的问题还未得到解决。比如：

(1) 波列的线宽是有限的还是无限的？Mathieu 认为波列并非单色的[4]。如果波列具有一定频谱宽度，波列的线宽是多少？对于波列线宽测试分析仍然受到现有测试仪器精度的限制，目前还不能通过测试确定波列的线宽。同时波列频谱线宽由那些因素决定？对于任何半导体激光器，其光谱线宽由谐振腔及注入条件决定[8]。预测激光器实际线宽的极限值为 2 mHz [9]。激光器波列线宽是否与谐振腔特性，注入条件和材料本身特性等因素有关，还有待进一步研究。

(2) 在早期的研究中，波列被假设具有简单而相同的形式，即是相同长度和恒定不变的幅度。通过大量的实验研究，建立了许多激光器相干长度的测试方法[10,14]。Geng 等人利用 Rayleigh 散射和 Fresnel 反射建立了相干长度的全光纤测试系统[10, 11]。该系统克服了 Michelson 干涉仪光束发散的问题，测得激光器的相干长度超过 200km。而 Henry 证明了自发辐射的持续时间为 1ns 量级 [7]。从上面两个实验结果可以推断光波列不是单个自发辐射，而是由一串相同频率的自发辐射谱线构成，而且波列强度并非恒定不变。此时，出现一个新的问题，如何定义波列的长度。因为大量波列构成了激光器的光谱，传统意义上的波列长度和相干长度存在一定的联系，但二者是不同的概念。如果将波列线宽与光谱线宽，波列长度与光谱相干长度区别开，就能理解不确定原理与波列特性分析结果并不矛盾。根据原子发射的理论，波列应该具有一定时间或空间分布，而且上升时间比下降时间短[15]，在超快脉冲强度分布测试中也观察到脉冲上升时间和下降时间不同[16]。波列被认为各不相同，并且强度分布也不是简单的形式[1]，但是目前还难以通过实验加以证明。这些结论和推论是否合理，还需要进一步研究。

(3) 波列的频率分布是分离的还是连续的？也就是说是否在任何频率点都

可能出现波列？如果波列的出现是完全随机，可以出现在任何频率点，而且在任一时刻有多个不同频率的光波列出现，不难想象通过四波混频将使得激光器的光谱成为连续谱。能带理论很难对此给出合理的预测，通过实验也不能得出波列间的频率间隔或频率间隔差的准确值或范围。

以上这些并非完全孤立的问题，它们之间存在一定的联系。某一方面研究的深入会推动其他方面研究的进展。可是要搞清楚这些问题并非易事，需要进行大量的研究工作，并改进现有的测试仪器的精度。全光纤光外差技术为光谱分析提供了新的分析思路和途径。频率分束法与传统的 Michelson 干涉仪测试分析相比，分辨率得到大大的提高。可是要在此基础上通过改进测试仪器的精度来提高分辨本领，很难实现分辨率数量级的提高。更重要的是探索新的分析方法，从根本上突破分析精度的瓶颈，建立合理的激光器光谱结构模型。

参 考 文 献

[1] Born M, Wolf E. Principles of Optics. Oxford: Cambridge University Press, 1999.
[2] Longhurst R S. Geometrical and Physical Optics. London: Longmans, Green and Co, 1957.
[3] Ditchburn R W. Light. Glasgow. Blackie & Son Ltd., 1963.
[4] Mathieu J P. Optics. Hungary: Pergamon Press, 1975.
[5] Zvyagin A V, Garcia-Webb M G, Sampson D D. Appl Opt 2001, 40: 913.
[6] Zhu N H, Wen J M, Chen W, et al. Phys Rev A, 2007, 76: 063821.
[7] Henry C H. IEEE J. Quantum Electron. 1982. 18: 259.
[8] Smith F G, Thomson J H. Optics. Chichester New York: Wiley, 1988.
[9] Yariv A. Optical Electronics in Modern Communications. New York: Oxford University Press, 1997.
[10] Geng J, Spiegelberg C, Jiang S. IEEE Photon. Technol Lett, 2005, 17: 1827.
[11] Geng J, Spiegelberg C, Hu Y et al. Technical Digest// vol.1, Optical Fiber Communication Conference (OFC), California: IEEE, Anaheim, 2005.
[12] Zvyagin A V, Garcia-Webb M G, Sampson D D. Appl Opt, 2001, 40: 913.
[13] Coutinho R C, Selviah D R, Oulton R F et al. IEEE/OSA J. Lightwave Technol, 2003, 21: 149.
[14] Wheeler C R, Ramsier R D, Henriksen P N. Eur J Phys, 2003, 24: 443.
[15] Mandel L, Wolf E. Optical Coherence and Quantum Optics. Cambridge University Press, 1995.
[16] Altug H, et al. Nat Phys, 2006, 2: 484.

撰稿人：祝宁华

中国科学院半导体研究所

光电子器件测试中第一个校准标准

The First Transmission Calibration Standard for Measuring Optoelectronic

随着高速光电子器件的出现，器件高频响应特性的测量就成为一个困难的问题。在器件测试过程中，我们总是碰到一个由电/光型和光/电型器件构成的级联网络。电/光型器件主要有直接调制的激光器和光调制器，光/电型器件为光电探测器。如果要测量电/光型器件，我们必须有一个频率响应特性非常平坦的光/电型器件或高频响应特性已知的光/电型器件作为测试的标准，反之亦然。通过测试可以将光/电型标准传递到电/光型测试标准，这样就可以测试不同类型的光电子器件。因此，如何获得第一个测试标准是光电子器件测试中必须解决的问题。我们将这个问题称为“鸡和蛋”的问题。到现在为止，对这个问题还没有找到满意的答案。

图 1 描述了电子学器件测试中的误差来源。在测试夹具 A 和 B 中插入校准标准，可以对测试夹具进行校准。即通过对整个级联网络的测试，计算出测试夹具 A 和 B 的部分散射参数。然后再将待测网络插入测试夹具 A 和 B 后对整个级联网络进行测试，通过一定分析计算，就可以从包括测试夹具的外部测试数据，唯一地确定待测网络的散射参数(包括传输和反射系数)。根据一般电路理论，无论采用多少个不同类型的校准标准，我们都不能确定测试夹具 A 和 B 的传输系数[1]。对电子学器件，这个问题被称为不确定性问题。可是对光电子器件而言，这个问题能否被解决，人们还没有十分清楚的认识，且为了解决这个问题进行了大量的尝试。从上面的讨论可见，虽然测试夹具的传输系数不能在校准过程中唯一地确定，但是待测电子学网络所有的散射参数都可以唯一地确定。因此人们试图采用电子学网络测试和校准的分析思路来解决光电子器件测试问题。例如，Iezekiel 等人构建了一种双向电光网络(bilateral electro-optic network，BEON)，允许前向(电/光)和反向(光/电)传输[2]。可是不确定性问题仍然没有得到解决，因为这个双向电光网络并非互易网络。

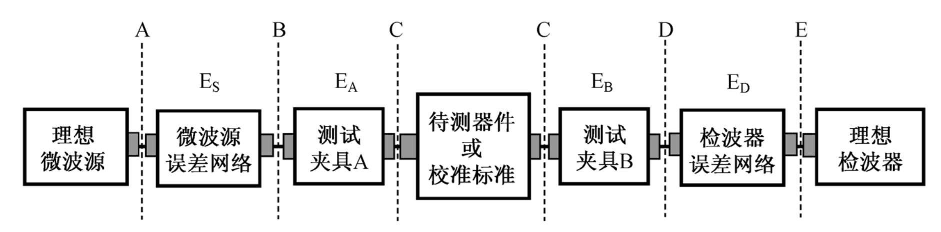


图 1　电子学器件测试中的误差来源

为了获得第一个光电子器件测试标准，人们提出了许多标定电/光型或光/电型器件的方法[2~7]。 这些方法的标定过程与电子学非互易测试夹具校准过程非常类似，光信号的流向是单方向的，光反射的影响可以忽略不计。图 2 描述了光电器件测试中的误差来源。测试系统的误差可以分解为四部分。我们将微波源分为理想的微波源和误差黑盒子 E_S，将微波检波器分为理想的检波器和误差黑盒子 E_D。电/光器件和光/电器件为待测器件或测试标准，二者都不是响应平坦的理想网络。作为测试标准的光/电或电/光网络包含了测试的误差，分别用黑盒子 E_R 和 E_T 表示。光/光器件对频率响应的影响较小，也很容易扣除。因此，在分析中不考虑光/光器件的影响。下面对常见的测试方法的误差来源和消除方法进行简要的总结。

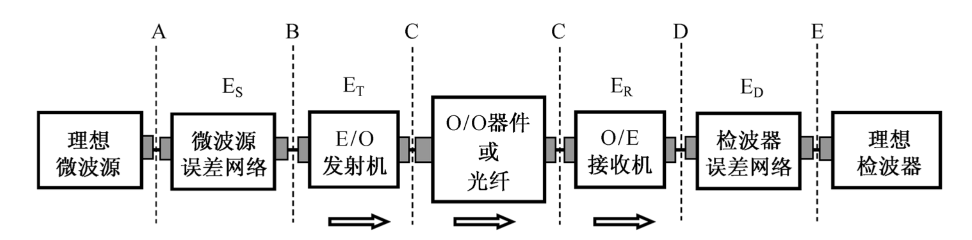


图 2　光电子器件测试中的误差来源

小信号功率测试法是测量 $LiNbO_3$ 强度调制器或电吸收调制器频率响应的方法，该方法是基于器件的非线性响应特性建立起来的[3]。测试中，不需要采用高速光探测器和宽带微波检波器。可是，微波驱动电路的响应特性仍然包含在测试结果中。测试的参考面只能设定在 A 和 C 处。也就是说测试的结果为微波源和光发射机级联网络的频响。

光外差法可以用来测试光探测器的频率响应特性[4]。用两束波长不同的光代替强度调制的光波，因此测试中不用微波源和光发射机，但是频谱分析仪的影响不能排除，测试的参考面在 C 和 E 处。光外差法也可以用来测试光调制器[5]，但是测试的参考面只能设定在 A 和 E 处。通过测试系统的电/电校准后，微波信号源和频谱分析仪的影响可以排除掉，这时测试的参考面能够移动到 B 和 D 处。

对于脉冲响应测试法[6]，因为示波器的频率响应误差不能从测试结果中排除，测试的参考面只能移动到 A 和 E 处。基于光谱分析可以得到调制器和激光器的调制系数[7]，可是微波源的频率响应特性仍然影响光发射机的测试结果，测试的参考面只能设定在 A 和 C 处。

光调制法可以用来确定激光器的本征响应特性[8]，可是直接调制激光器的频响受到激光器封装中引入的寄生参数和芯片寄生参数的影响。测量的光/光响应与激光器在直接调制下的频响特性有很大区别。因此，该方法对解决不确定性问题没有多大帮助。

由上面分析可知，对不同的测试方法，不确定性问题可能以不同的形式出现。能够测试的网络是一个由两个或四个误差网络构成的级联网络。因此，无论采用什么测试方法，都不能确定单个电/光或光/电器件的频率响应。然而，采用上面提到的这些分析方法，测试中所需要的测试标准可以转化为微波源或微波检波器的校准。虽然不能彻底地解决不确定性问题，但是测试标准从光域到电域的转换使问题得到简化，提高了测试分析的精度，这也许是目前不确定性问题唯一的解决方案。

现在对于光电子器件的测试分析，人们的分析思路仍然局限于电子学器件的分析思路，还没有根本性的创新突破。但是我们相信随着科学技术的不断进步，我们可能会发现新的作用机理，找出切实可行的解决方案。

参 考 文 献

[1] Zhu N H. IEEE Trans Microwave Theory Tech, 1999, 47: 1917-1922.
[2] Iezekiel S, et al. Electronics & Communication Engineering Journal, 2001, 13: 85-94.
[3] Huang H P, et al. IEEE Photon Technol Lett, 2006, 18: 2451-2453.
[4] Kawanishi S, Takada A, Saruwatari M. J Lightwave Technol, 1989, 7: 92-98.
[5] Tan T S, Jungerman R J, Elliott S S. IEEE Microwave Theory Tech, 1989, 37: 1217-1222.
[6] Hale P D, et al. J Lightwave Technol, 2001, 19: 1333-1339.
[7] Zhu N H, et al. Applied Physics D, 2006, 39: 4578-4581.
[8] C B Su, et al. IEEE J Quantum Electron. 1992, 28: 118-127.

撰稿人：祝宁华

中国科学院半导体研究所

用基本物理常数建立国际单位制 SI 的基本单位

The Base Units of SI in Term of Fundamental Physical Constants

1. 背景

根据《米制公约》(the convention du metre)，国际计量局(BIPM)于 1875 年 5 月 20 日成立，负责提出全世界通用测量的基础。法国大革命期间建立的十进位米制(the decimal metric system)以米和千克为基础。1875 年按照《米制公约》规定，制造了米原器和千克原器，并为 1889 年第一届国际计量大会(CGPM)所正式接受。

随着时间的推移，单位制不断发展，目前已经有 7 个基本单位。1960 年第 11 届国际计量大会决定，称其为国际单位制 SI。SI 不是固定不变的，为适应世界上不断增加的测量需要而不断发展。

现在的 7 个基本单位是米 m(长度)、千克 kg(质量)、秒 s(时间)、安培 A(电流)、开尔文 K(热力学温度)、摩尔 mol(物质的量)、坎德拉 cd(发光强度)。它们目前的定义及实现见文献[1]。

把这些基本单位的定义建立在基本物理常数或者自然量子现象的基础上,是计量科学发展的方向。1983 年用真空中光速定义长度单位米，是一个最成功的例子。而约瑟夫森效应及量子化霍尔效应的发现使得用基本电荷量 e 定义电单位有可能成为现实。

但是，在质量单位“千克”方面的情况并不尽如人意。质量单位在科学研究、工业生产以及贸易方面都十分重要。但目前仍然用保存在国际计量局的铂铱合金千克原器的质量来定义质量单位。千克原器也成为最后一个仍在使用的实物基准。现已查明，千克原器由于污染和清洗而产生不稳定，100 年大概变化了 5×10^{-8}，或者说 50μg。该原器复现的基本单位与其他的基本单位，如长度、时间、电学量等的单位相比显得相当滞后。另一方面，实物基准万一发生意外损坏情况，其量值将不能再准确复现，会发生量值中断的严重情况。1999 年第 21 届 CGPM 第 7 号决议要求各国计量院努力，通过实验把质量单位和基本物理常数或原子常数联系起来，以便未来对千克作新的定义。

为质量单位“千克”的重新定义问题，国际上一些先进国家已经开展了 30 多年的实验研究。例如，“瓦特天平”实验把质量单位与普朗克常数联系起来，美国 NIST，英国 NPL，瑞士 METAS，法国 BNM-LNE，国际计量局 BIPM 等国家级计量院进行了这项工作，不确定度为 10^{-7} 量级，最高达到 3.6×10^{-8}，还没有达到要求的水平 2×10^{-8}。与阿伏伽德罗常数有关的实验有日本 NIMJ、德国 PTB、意大利、澳大利

亚等国合作进行的“硅球试验”，复现性已达到 6.8×10^{-8}。但“硅球试验”的结果与“瓦特天平”之间存在 1×10^{-6} 的差别，尚不能得到合理解释。

2004 年年底由国际计量委员会单位制咨询委员会 CCU 主席 Mills，基本物理常数评估工作组 CODATA 主席 Mohr，BIPM 前任局长 Quinn，CODATA 主要成员前 NIST 电学处处长 Taylor 和 NIST“瓦特天平”项目组负责人 Williams 提出了实质性的建议。题目是“重新定义千克：作决定的时候到了”[2]。建议将千克定义建立在普朗克常数或阿伏伽德罗常数的基础上,不必等待实验得到足够好的结果后再来重新定义，因为基本单位的定义和基本单位的复现是不同的两件事情。该文提出 2007 年或 2011 年的 CGPM 大会通过这个决议。

随后国际计量委员会 CIPM 下属的各咨询委员会，如 CCEM(电磁)、CCM(质量)、CCQM(物质的量)、CCT(温度)以及 CCU(单位制)召开会议讨论，提出建议，报告 CIPM。CIPM 于 2005 年 10 月通过建议 CI-2005。该文件原则上批准 CCU 关于准备用基本物理常数重新定义基本单位的建议。请 CCM, CCEM, CCQM 和 CCT 等咨询委员会在 2007 年 6 月前向 CIPM 提交的准备用基本物理常数重新定义 SI 基本单位的建议[3]。

千克以普朗克常数 h(或阿伏伽德罗常数 N_A)来定义,安培以基本电荷 e 来定义，开尔文以玻尔兹曼常数 k_B 来定义，摩尔以阿伏伽德罗常数 N_A 来定义。

同时密切关注有关新定义的实验结果，特别是那些用不同新方法进行的实验。建议各国家计量实验室进行与新定义有关的基本物理常数的测量工作以及有关实物基准的稳定性考察工作，为新定义的实施做准备。

2007 年各咨询委员会继续进行讨论。目前总的情况是继续坚持在 2011 年通过重新定义四个基本单位的决议，但是实验结果不太理想，一些争论还存在。

2. 意义

与实物基准相比较，将基本单位建立在基本物理常数基础上具有明显的优点。千克目前仍然用保存在国际计量局的铂铱合金千克原器的质量来定义，已查明，千克原器由于污染和清洗而产生不稳定，100 年大概变化了 5×10^{-8}，或者说 50μg。与其他的基本单位，如长度、时间、电学量等的单位相比显得相当滞后。另一方面，实物基准万一发生火灾、跌落等损坏情况，其量值将不能再准确复现，会发生量值中断的严重情况。

而采用基本常数来定义基本单位，其将不随时间、空间和复现的方法而变化，从而十分稳定，同时十分可靠。另一方面，单位复现的不确定度有了大幅度的改善。例如电学量采用约瑟夫森效应及量子化霍尔效应后，基本单位的复现性达到了 $10^{-10}\sim10^{-9}$ 的空前高度。

文献[2]还指出，如果将质量单位千克通过固定普朗克常数(或阿伏伽德罗常数)

来定义，其他不少基本常数的不确定度将随之得到改善，这有利于科学研究。表1是三个定义对其他基本常数影响的比较，第一列是现在的定义，第二列是固定普朗克常数，第三列是固定阿伏伽德罗常数。

表1　与千克原器 *m* (K) 有关的几个代表性基本常数在三个不同千克定义下的相对不确定度，根据 CODATA2000 平差结果

常数名称	符号	固定 m(K), $10^8\,\mu_r$	固定普朗克常数 h, $10^8\,\mu_r$	固定阿伏伽德罗常数 N_A, $10^8\,\mu_r$
千克原器	m/K	0	17	17
普朗克常数	h	17	0	0.17
阿伏伽德罗常数	N_A	17	0.67	0
电子质量	m_e	17	0.67	0.044
质子质量	m_p	17	0.67	0.013
基本电荷	e	8.5	0.17	0.50
约瑟夫森常数，磁通量子	K_J, Φ_0	8.5	0.17	0.17
质子旋磁比	γ_P	8.6	1.3	1.1
法拉第常数	F	8.6	0.83	0.50
布尔磁子	μ_B	8.6	0.83	1.2
核磁子	μ_N	8.6	0.83	1.2

3. 难点

(1) 实现上述目标，还存在不少困难。重要的难点表现在以下几个方面：

质量单位千克的定义，到底是固定普朗克常数，还是固定阿伏伽德罗常数？

固定普朗克常数，是基于机械功率与电功率的等效，$mgv = UI$，将等式右边与约瑟夫森效应和量子化霍尔效应联系起来，可以用 $2e/h$ 和 h/e^2 将电功率 UI 改写为 $mgv = h/4$。千克的定义可表达为：千克是使普朗克常数等于 $6.626\,0693 \times 10^{-34}$J · s 的质量单位(The kilogram, unit of mass, is such that the value of the Planck constant is $6.626\,0693 \times 10^{-34}$ joule second.)。

固定阿伏伽德罗常数，比较直观，其定义为千克是($6.022\,141\,527\times10^{23}/0.012$)个基态下的碳12自由原子的质量(The kilogram is the mass of exactly (6.022 141 527× 1023/0.012)unbound carbon-12 atoms at rest and in their ground state.)。

显然，第二个定义更能被广泛地理解，这一点在实用中是十分重要的。这项工作还在努力之中[4]。

但是，在目前的实验中第一个定义比第二个定义达到了更好的不确定度水平。同时普朗克常数是量子物理中的一个非常基本的常数，与许多现象相联系，不少科学家倾向于应用这个常数。从上面的分析也可以看到，普朗克常数的引出是与约瑟夫森常数和冯 · 克里青常数联系在一起的，这两个常数是电学基本量的基础，固定普朗克常数后，如果再固定基本电荷 e，这样约瑟夫森常数和冯 · 克里青常数都将

得到固定，这对广泛使用的电学计量是十分有利的。

遗憾的是，目前与两种定义有关的实验都没有达到所希望的 2×10^{-8} 的要求，而且两者之间相差 1×10^{-6}。

因此，到底选择哪个常数作为千克的基础，目前是一个难题。

(2) 电流单位安培的定义，是固定基本电荷 e 还是固定真空中磁导率 μ_0?

固定基本电荷 e 的优点如前所述，在质量的定义中固定普朗克常数后，如果再固定基本电荷 e，那么约瑟夫森常数和冯·克里青常数都将得到固定，这是非常有利的事情。同时这个定义与单电子隧道效应复现电流直接相联。安培的定义将表述为：安培是精确地每秒 $1/(1.602\ 176\ 53\times10^{-19})$个基本电荷在其流动方向上的电流 (The ampere is the electric current in the direction of the flow of exactly $1/(1.602\ 176\ 53\times 10^{-19})$ elementary changes per second.)。

但是原来的安培定义是建立在固定真空中磁导率 μ_0 的基础之上的。法国科学院 "单位制和基本常数工作组"[5]认为，原来的电流单位通过固定真空磁导率μ_0 来定义，现在如果固定基本电荷 e，磁导率μ_0将需要通过实验确定，带有一定的不确定度(相同的情况还有电常数ε_0和真空中的特征阻抗 Z_0)；而磁导率μ_0是真空的一个性质，比基本电荷 e 更具普适性。同时在固定基本电荷 e 以后，约瑟夫森常数 K_j 和克里青常数 R_k 并不是所想象的常数，由于凝聚态内部的相互作用，与自由状态的电子相比，将有一些修正项。在这一点上，基本电荷 e 没有比磁导率μ_0更具有优势。

这也是目前争论中的一个难题。

(3) 宏观与微观的区别

当我们将一定数量的碳 12 原子看作为质量的单位，将一定数量的基本电荷看作为电流的单位，这里涉及宏观与微观的区别。

这个问题的另一个问法是，固体中的粒子与自由状态下的粒子有没有区别？区别有多大？

一般的认识是，这种区别是存在的，但不大，按照我们现在的知识可以将基本单位定义在基本常数上，到以后精确发现了这种区别，再来修正。但对于区别的大小的估计，还存在不同的认识。从本质上看，这个问题也是一个难题。

参 考 文 献

[1] SI Brochure. 8th edition. http://www.bipm.org.

[2] Mill I M, Mohr P J, Quinn T J et al. Redefinition of the kilogram: a decision whose time has come. Metrologia, 2005, 42: 71-80.

[3] Mill I M, Mohr P J, Quinn T J et al. Redefinition of the kilogram, ampere, Kelvin and mole: a proposed approach to implementing CIPM recommendation 1 (CI-2005). Metrologia, 2006, 43: 227-246.

[4] Becker P, Bievre P D, Fujii K et al. Considerations on future redefinitions of the kilogram, the mole and of other units. Metrologia, 2007, 44: 1-14.

[5] Borde C J. A few comments on the reform of the SI. http://www.bipm.org/cc/ccu/Restricted/18/ccu -18_Christian_Borde.pdf.

撰稿人: 陆祖良
中国计量科学研究院

精细结构常数α是否随时间变化?

Time Variation of the Fine-Structure Constant α?

根据我们当前科学技术水平和所掌握的实验数据,没有发现基本常数随时间变化;但是如果基本常数的确随时间变化,那么我们现在对整个宇宙的认识都要被修正。此外,爱因斯坦广义相对论认为自然界中基本常数是恒定的,而能把引力与其他相互作用统一的弦理论则认为基本常数在整个宇宙演化过程中应该是变化的。这样,研究基本常数是否随时间变化就显得非常重要,因为它不仅将使我们更正确地认识宇宙,而且也将帮助我们检验一些重要理论的正确性。

由于单位制的定义与基本常数紧密相关,因此,测量基本常数其实是测量它与单位基准量的相对比值。可见,研究量纲为一的基本常数相对变化更具有意义。最典型的基本常数之一是精细结构常数 α ,天文学和物理学家们已对它进行长期分析和测量。大统一理论认为$\Delta\beta/\beta \backsim 35\Delta\alpha/\alpha$,这里 $\beta = m_e/m_p$,电子与质子的质量比,即可通过测量电子与质子的质量比,实现对精细结构常数更高灵敏度的检测[1]。

当前最直接测量方法是观察宇宙远处类星体等约 100 亿万年前发射的分子吸收光谱,并与实验室测到的相同光谱进行比较,观察谱线是否移动[2]。由于产生误差的原因太多并难以消除,导致不同测量有不同结果,因此,需要更精密测量技术。其中方法之一,在实验室通过两台不同的原子(离子)钟或一台原子(离子)钟与一个超稳定振荡器的频率比对进行测量[3];另一种方法是人们在实验室利用微波波谱技术精确地测量冷分子中一些对磁场不敏感的双重态跃迁频率,并与天文物理测量结果比较,从而检验精细结构常数变化[4]。科学家们经过了长期努力,进行了大量实验观察和测量工作,仍没有观察到基本常数的变化,实验结果表明$\Delta\alpha/\alpha$ 应小于 10^{-16}/a。最近,美国国家标准和技术研究所的科学家们经过长期测量汞离子和铝离子两台光钟的频率比,初步确定精细结构常数 α 随时间变化的相对值范围应是$(-1.6\pm2.3)\times10^{-17}$/a[5]。

为了突破现有测量技术的限制,科学家们不断提出各种提高测量灵敏度的方案。如提出测量冷分子中一对近简并的处于不同电子势阱的振动能级间隔的变化[6];测量磁场或光场控制的 Feshbach 共振点处的散射长度变化以及直接测量处于光晶格的超冷双极性分子在同一个电子势阱中两个不同振动能级间频率差变化等[7],这些方法都是通过测量电子与质子的质量比的变化,实现对精细结构常数随时间变化的高灵敏度测量。另外,人们普遍认为正在研制的超高精度和超高灵敏度

的光学原子钟和原子干涉仪将成为探测基本常数随时间变化十分重要的工具之一。

总之，如何不断提高基本常数测量精度和灵敏度，对正确地认识宇宙和检验一些重要理论是非常重要的。早日解开基本常数是否随时间变化之谜，是我们当前应努力奋斗的目标之一。

参 考 文 献

[1] Chen C et al. Enhanced sensitivity to fundamental constants in ultracold atomic and molecular systems near feshbach resonances. Phys Rev Lett, 2006, 96: 230801.

[2] Kanekar N et al. Constraints on changes in fundamental constants from a cosmologically distant OH absorber or emitter. Phys Rev Lett, 2005, 95: 261301.

[3] Fortier T M et al. Precision atomic spectroscopy for improved limits on variation of the fine structure constant and local position invariance. Phys Rev Lett, 2007, 98: 070801.

[4] Hudson E R et al. Cold molecule spectroscopy for constraining the evolution of the fine structure constant. Phys Rev Lett, 2006, 96: 143004.

[5] Rosenband T et al. Frequency ratio of Al^+ and Hg^+ single-ion optical clocks; metrology at the 17th decimal place. Science, 2008, 319: 1808.

[6] DeMille D et al. Enhanced sensitivity to variation of m_e/m_p in molecular spectra. Phys Rev Lett, 2008, 100: 043202.

[7] Zelevinsky T et al. Precision test of mass-ratio variations with lattice-confined ultracold molecules. Phys Rev Lett, 2008, 100: 043201.

撰稿人：徐信业

华东师范大学物理系精密光谱科学与技术国家重点实验室

重原子核自发裂变

Spontaneous Fission of Heavy Nuclei

1939 年，Bohr 和 Wheeler 首先预言了重核的自发裂变现象，随后在 1940 年，俄罗斯科学家 Flerov 和 Petrjak 的实验发现了 U^{238} 的自发裂变现象，证实了这一预言。裂变的发现是原子核领域一件具有划时代意义的大事，其直接导致了原子弹的发明和核能的利用。现在，裂变产生的核能不但已经成为仅次于煤炭和石油的一个重要能源，而且通过裂变产生的中子和其他放射性同位素在农业、生物、医学等领域也得到了广泛的应用。

自发裂变是除 α 衰变和 β 衰变之外的重核的一种常见衰变模式，是一个重原子核自发分裂为两个或更多较轻原子核、在分裂时释放几个中子并产生巨大能量的过程。许多质量数大于 90 的重核都具有自发裂变现象。在超重核区域实验上也发现了一些原子核具有自发裂变现象，自发裂变也是影响超重新元素和新核素寿命的关键因素之一。和α衰变和结团放射性类似，自发裂变产生的物理机制也是量子隧道效应，但重原子核自发裂变的过程却要复杂得多。例如，在自发裂变过程中分裂成的较轻原子核的质量数，电荷数以及释放的能量具有不确定性，并且在自发裂变过程中裂变位垒高度与形状也存在不确定性。因此，从微观角度计算自发裂变寿命是一件非常困难的工作。不但理论研究上如此，在实验研究上也是如此，要从实验上对裂变后的现象做一个完全的测定，在现在的技术条件下也是非常困难的。

自 U^{238} 的自发裂变发现以来，人们提出了许多唯象和微观的模型来描述裂变现象。Bohr 和 Wheeler 在液滴模型的基础上，利用复合核反应机制成功地解释了裂变过程，为以后的实验和理论研究奠定了良好的基础。Swiatecki 及其合作者在核裂变的液滴模型方面也做了许多开创性的工作，1955 年他们提出了一个描述自发裂变寿命的半经验公式，通过引入实验和理论质量的偏差，Swiatecki 公式很好地重复了实验测量的自发裂变核寿命。随着新的实验数据在不断地积累，通过对这些新数据的分析和研究，人们又发现了许多新的规律，但迄今为止，完全从量子力学出发微观计算自发裂变寿命仍然是一个难题。由于裂变是核物理领域中一个极其重要的问题，相信在实验和理论工作者的共同努力下，一定能在裂变机制和裂变现象的研究中取得更大的进展。

参 考 文 献

[1] Bohr N, Wheeler J A. Phys Rev, 1939, 56: 426.

[2] Flerov, Petrjak. Phys Rev, 1940, 58: 89.
[3] Swiatecki W J. Phys Rev, 1955, 100: 937.
[4] Xu C, Ren Z Z. Phys Rev, C 2005, 71: 014309.
[5] Vandenbosch R, Huizenga J R. Nuclear Fission. New York: Academic, 1973.
[6] Audi G, Bersillon O, Blachot J, et al. Nucl Phys A, 2003. 729: 3.
[7] Holden N E, Hoffman D C. Pure Appl Chem, 2000, 72: 1525.

撰稿人: 许　昌　任中洲

南京大学物理系

质子–中子形状退耦现象

Decoupling between Proton and Neutron Deformations

世界范围内兴起的新一代放射性核束装置以及探测设备的建造和投入运行,使得远离β稳定线的奇特原子核性质成为核物理研究的重要前沿领域。形状是原子核的基本性质之一,形变效应对于奇特核的结构和奇特核参与的核反应非常重要,因此很多相关问题引起了核物理学家的广泛兴趣。由于核力的电荷无关性以及质子–中子之间的相互作用,原子核内质子和中子的密度分布具有很强的关联。一般认为,质子和中子的密度分布相差不多。对此传统观念的一个巨大冲击来自中子晕核的发现,即中子密度分布比质子大很多。近年来还发现,可能存在质子–中子形状退耦现象,即质子和中子的形变具有较大的差别。

通过比较质子–原子核散射和库仑激发测量结果,可以得到核内质子和中子的密度分布。质子与原子核的弹性和非弹性散射,可以给出核内核子(包括质子和中子)密度分布的信息,原因是质子既可以与核内质子发生相互作用,又可以与核内中子发生相互作用。由于库仑激发只涉及电磁相互作用,只能给出核内质子密度分布。因此,可以比较质子散射和库仑激发的实验结果,结合一定的理论分析得到原子核内质子和中子密度分布。这样的测量和分析表明,^{20}O(8 个质子、12 个中子)的质子和中子形变可能有较大的差别[1,2]。

另一类分析核内质子–中子形状退耦现象的实验基于这个事实:原子核的集体运动与其形状和形状的变化密切相关。球形原子核的低激发能谱能级间隔较大,且比较均匀,对应于原子核的表面振动;而轴对称变形原子核的低激发能谱则表现出转动的特征,能级能量 E 与自旋 I 近似满足 $E \propto I(I+1)/2J$ 的关系,其中,J 为原子核的转动惯量。对于稳定线附近的轴对称变形原子核,形变越大,转动惯量越大,因此第一个激发态(对于质子数和中子数均为偶数的原子核即偶偶核,该激发态自旋和宇称通常为 $I^{\pi}=2^{+}$)能量越低;同时,该激发态到基态的电四极跃迁过程集体相干性越强,因而相应的约化跃迁概率 $B(\mathrm{E2}, 2_1^{+}\rightarrow$基态$)$ 越大。电多极跃迁过程由质子密度分布及其变化决定。在 C 同位素(6 个质子)中,^{16}C(10 个中子)的第一个 $I^{\pi}=2^{+}$ 激发态很低。通常,这预示着 ^{16}C 具有更大的形变,因此,该激发态到基态的约化跃迁概率 $B(\mathrm{E2}, 2_1^{+}\rightarrow$基态$)$应该更大。但实验结果却相反,^{16}C 的 $B(\mathrm{E2}, 2_1^{+}\rightarrow$基态$)$值远小于系统学规律给出的预期值[3~5]。这表明质子的形变较小。因此 ^{16}C 的形变主要由中子决定。结合理论分析,进一步的实验也表明 ^{16}C 的中子和质子密度分布

具有非常大的差别，中子的形变远大于质子，因而 2_1^+态的集体性主要由中子提供[6]。

质子–中子形状退耦是核物理学家感兴趣的奇特核现象之一。这种现象是否普遍存在，其物理机制是什么，这些问题都有待进一步的实验和理论研究去揭示。

参 考 文 献

[1] Jewell J K, Riley L A, Cottle P D, et al. Proton scattering on the radioactive nucleus ^{20}O and the $0_{gs}^+ \longrightarrow 2_1^+$ transition in the neutron-rich oxygen isotopes. Phys Lett B, 1999, 454: 181-186.

[2] Khan E, Blumenfeld Y, Van G N, et al. Low-lying collective states in neutron-rich oxygen isotopes via proton scattering. Phys Lett B, 2000, 490: 45-52.

[3] Imai N, Ong H J, Aoi N, et al. Anomalously Hindered E2 Strength B(E2;$2_1^+ \rightarrow 0^+$) in ^{16}C. Phys Rev Lett, 2004, 92: 062501.

[4] Heyde K and Fortunato L, Comment on “Anomalously Hindered E2 Strength B(E2;$2_1^+ \rightarrow 0^+$) in ^{16}C. Phys Rev Lett, 2005, 94: 199201; Imai N, et al, Reply ibid, 2005, 94: 199202.

[5] Ong H J, Imai N, Suzuki D, et al. Lifetime measurements of first excited states in ^{16,18}C. arXiv, 2007: 0711.4062 [nucl-ex].

[6] Ong H J, Imai N, Aoi N, et al. Neutron-dominant quadrupole collective motion in ^{16}C. Phys Rev C, 2006, 73: 024610.

撰稿人: 周善贵

中国科学院理论物理研究所

原子核形状相变的微观机制

Microscopic Mechanism of Shape Phase Transition in Atomic Nuclei

原子核是由核子(质子和中子)组成的、复杂的微观量子有限多体系统。同宏观物体一样，在原子核的研究中，也引入了“形状”这个概念。形状是对组成原子核的核子密度分布的平均描述。原子核的形状与质子数和中子数密切相关。质子数和中子数均为幻数的原子核，其基态是球形的。随着质子数或中子数的变化，原子核的形状也会发生变化。大多数原子核的形状偏离球形，称为变形原子核。

形状共存是在过渡区域原子核中发现的一个奇异现象。在某些过渡区域的原子核中，不同形状的状态可能同时存在，相互竞争；表现之一是在这类原子核中出现不同特征的激发能谱。例如，建立在球形状态上的低激发能谱能级间隔较大，且比较均匀；对应着轴对称变形状态的能谱表现出转动的特征，能级能量 E 与自旋 I 近似满足 $E\propto I(I+1)$的关系，较低的能级间距较小，随着能量增大，能级间距也越来越大。轴对称变形有长椭球、扁椭球之分，原子核还可能偏离轴对称形状，具有稳定的伽马形变。对应不同形状的状态在同一个原子核中可能同时存在，这种现象称为形状共存。近几年的研究表明，其中一些原子核可能具有特殊的动力学对称性。

动力学对称性为量子系统提供了非常优美和简单的图像。从分子、原子核到基本粒子，动力学对称性的研究都起着不可替代的作用。在原子核中存在三种极限情况下的动力学对称性，分别对应球形核、轴对称变形核和伽马不稳定核。随着核子数的变化，原子核的形状在这三种极限之间变化。近年来的研究发现在这三种对称性之间存在一些相变临界点，这些临界点也对应着原子核的某些特殊的动力学对称性。例如，在球形和伽马不稳定核之间存在二级形状相变，该相变临界点上的原子核具有 E(5)对称性[1]；在球形和轴对称变形核之间存在一级形状相变，该相变临界点上的原子核具有 $X(5)$对称性[2]。

理论上，人们多利用集体模型来研究形状相变，通过研究原子核的激发谱、跃迁概率从唯象角度研究这种相变[3~4]。例如，可以根据原子核第一个自旋宇称 $J^{\pi}=4^{+}$ 和第一个 $J^{\pi}=2^{+}$的激发态之间的能量比 $R_{4/2}\equiv E(4_1^{+})/E(2_1^{+})$来大致推断出轴对称原子核四极形变的大小，$R_{4/2}=2.0$ 和 3.33 分别对应于球形振子和稳定的轴对称变形核。随着原子核由球形变化到稳定的轴对称变形，$R_{4/2}$ 由 2.0 逐渐增大到 3.33。在 $X(5)$临界点附近，$R_{4/2}$ 变化很快，这两种形状竞争激烈。求解集体模型哈密顿量——Bohr 哈密顿量可以给出处于临界点上的原子核的 $R_{4/2}$ 值[3]。目前，实验上也

已经发现了一些与理论预言相变临界点性质相近的原子核，例如，^{150}Nd 和 ^{152}Sm 等 $N = 90$ 的同中子素可能是 $X(5)$临界点附近的原子核。

但是,原子核形状相变的微观机制是什么？能否利用更微观的模型分析原子核的形状随核子数的变化规律,进而探讨这种相变的微观机制？文献[5]~[7]等在这些方面进行了一定程度的尝试，但是，我们还需要深入的微观研究，以更好地回答这个问题。

参 考 文 献

[1] Iachello F. Analytic description of critical point nuclei in a spherical-axially deformed shape phase transition. Phys Rev Lett, 2001, 87: 052502.

[2] Iachello F. Dynamic symmetries at the critical point. Phys Rev Lett, 2000, 85: 3580.

[3] Casten R F, Zamfir N V. Empirical realization of a critical point description in atomic nuclei. Phys Rev Lett, 2001, 87: 052503.

[4] Zhang D L, Liu Y X. Empirical example of possible E(5) symmetry nucleus ^{108}Pd. Phys Rev C, 2001, 65: 057301.

[5] Meng J, Zhang W, Zhou S G , et al. Shape evolution for Sm isotopes in relativistic mean-field theory. Euro Phys J A, 2005, 25: 23-27.

[6] Sheng Z Q, Guo J Y. Systematic analysis of critical point nuclei in the rare-earth region with relativistic mean field theory. Mod Phys Lett A, 2005, 20: 2711-2721.

[7] Niksic T, Vretenar D, Lalazissis G A, et al. Microscopic description of nuclear quantum phase transitions. Phys Rev Lett, 2007, 99: 092502.

撰稿人：周善贵

中国科学院理论物理研究所

原子核三体模型

Three Body Model of Nuclei

量子三体问题是物理学中的重要问题之一，它在核物理、原子物理以及分子物理等许多领域有重要应用。原子核中存在一些弱束缚的三体系统，也就是三个相互作用的粒子组成的系统，两两之间由于吸引力太弱而不能形成束缚态，而三者之间却能形成一个弱束缚态。例如，在核素图上中子滴线附近的核素 ^{10}Li，^{13}Be，^{16}B 对于中子发射不稳定，而 ^{11}Li，^{14}Be，^{17}B 对于中子发射稳定。实验研究清楚地表明，^{11}Li 等核素的最后两个中子束缚很弱，形成了双中子晕并导致这类核存在异常大的核物质分布半径。因此它们可以看成是较为稳定的由核芯+中子+中子所组成的弱束缚三体系统。一般来说，量子三体系统的处理是非常复杂的。如何准确地计算这些三体系统的基态结合能，核物质分布半径等依然是一个非常具有挑战性的课题。我们知道，伴随着量子力学的诞生，量子三体系统一直是物理学许多分支领域的热点问题，人们提出了许多用于计算弱束缚三体系统的理论模型和方法，理论工作者对量子三体问题进行了大量的研究。早在 20 世纪 70 年代，俄罗斯物理学家 Vitali Efimov 就猜测了一种奇异的量子效应，即当两体处于零能束缚态时，三体系统会存在无穷多的 0^+ 束缚态。近年来，量子三体问题的实验研究方面也取得了很大的突破。特别是最近，Nature 杂志上首次报道了澳大利亚的研究人员在一个由铯原子构成的超冷气体中发现了 Efimov 量子态存在的初步证据。这是一个非常有意义的实验结果。可以预见的是，随着实验设备和实验技术的不断发展，量子三体系统的研究将进入一个崭新的阶段，从而进一步深化人们对于量子少体问题的认识和理解。

针对原子核物理中奇特的晕核问题，有几种常用的处理弱束缚三体系统的方法：变分法，三体问题的等效两体方法以及超球谐函数方法。这些方法是求解双中子晕核弱束缚三体系统的有效手段，被广泛用于对晕核的研究中，它们计算的基态结合能与实验符合比较好，它们给出的晕核的密度分布能很好地解释实验上发现的晕现象，但是我们还应该看到这几种方法也存在一定的局限性，比如，变分法如何选取试探波函数形式有一定的技巧性，超球谐函数方法的展开式收敛性较差等。这些都是将来的三体问题研究中值得进一步改进的地方。我们有理由相信，通过众多核物理工作者的不懈努力，关于量子少体问题的实验和理论研究上将会有更大的突破。

参 考 文 献

[1] Efimov V. Physics Letters B, 1970, 23: 563.
[2] Kraemer T, Mark M, Waldburger P, et al. Nature, 2006, 440: 563.
[3] Ren Z Z, Xu G G. Physics Letters B, 1990, 252: 311.
[4] Ren Z Z. Physics Review C, 1994, 49: 1281.
[5] Bao C G, Liu Y X. Phyiscal Review Letters, 1999, 82: 61.
[6] Zhukov M V, Danilin B V, Fedorov D V, et al. Physics Reports, 1993, 231: 151.
[7] Fedorov D V, Jense A S. Phyiscal Review Letters, 1993, 71: 4103.

撰稿人: 许　昌　任中洲

南京大学物理系

原子核的集团结构和集团放射性

Cluster Structure and Cluster Radioactivity in Nuclei

集团现象在自然界中普遍存在，大至宇宙中星球组成星系，小至两三个夸克组成强子，各种动物也是聚集群居，原子核中又怎么会没有这种现象呢？本文将介绍原子核中的集团结构与集团放射性问题。

原子核由质子与中子组成，质子与中子统称为核子，近似地表现为独立粒子运动，但在某些情况下，可能在核内形成集团结构，比如两个质子与两个中子组成 α 粒子，而且有些核会自发的发射这些集团，即集团放射性。

原子核物理自诞生以来，集团放射性就被发现，人们最早发现的集团放射现象为 α 放射性。20 世纪初英国科学家卢瑟福发现 α 放射现象，比中子发现还早了 20 多年，所以一度有物理学家利用 α 粒子描述原子核。1928 年 Gamov 提出量子隧道效应，成功地解释了原子核的 α 衰变现象，通过对 α 衰变的研究，他认为 α 粒子是预先存在于原子核中的，原子核可能更“喜欢”以 α 集团结构存在。Hafstard 和 Tellar 认为 $A=4n$(n 为整数)的原子核(如 ^{8}Be,^{12}C,^{16}O,^{20}Ne 等核)的基态由 α 粒子通过类似分子中的共价键组成,可以解释这些核的结合能和共价键个数成比例(文献[1]，[2]及其相关参考文献)。但随着建立在平均场基础上的单粒子运动描述原子核取得的巨大成功，人们开始认为多数原子核基态中集团结构并不明显。

20 世纪 60 年代，实验上发现了 ^{12}C+^{12}C 的共振态，预示着 ^{24}Mg 有着类分子的结构。之后一系列的 ^{16}O+^{16}O，^{24}Mg+^{24}Mg，^{28}Si+^{28}Si 等类似的实验证实了轻核中的集团结构。Ikeda 在 1968 年提出：这些原子核的激发态有集团结构，并且激发态能量和集团衰变阈值相当。这种观点已被后来的实验证实。在轻核区，各种各样的集团结构比较明显，比如 ^{16}O 在 7.16MeV 附近的 ^{12}C+α 结构已经被实验证实，而有些结构仍待证实，比如 ^{12}C 的 3α 和 ^{16}O 的 4α 结构仍然是人们感兴趣的课题。以上这些核核子数都是 α 粒子的倍数，集团结构都仅由 α 粒子形成。但在别的核中不只有 α 粒子，如图 1 中的核中会出现 α 粒子和中子组成的集团结构。图中可见这些核的集团结构都是以 α 粒子为中心，中子作为价核子，像分子中的价电子一样分布在 α 粒子之间。其中 Be 同位素的 2 中心结构和 C 同位素的 3 中心结构是近些年比较热门的课题。而在更重的核中还可能出现 ^{16}O，α 粒子和中子组成的集团结构(文献[1]，[2]及其相关参考文献)。要说明的是图中 α 粒子的链式结构只是示意，α 粒子的排列形状并不确定，链式只是一种可能。

图 1

集团放射性最早的例子就是 α 衰变，但直到 1984 年，人们并没有发现别的集团衰变的例子，这是因为相比于 α 衰变，其他集团衰变的概率要小得多。1984 年 Rose 和 Jones 发现了 ^{223}Ra 具有 ^{14}C 放射性，其相对于 α 衰变的分支比为$(8.5\pm2.5)\times10^{-10}$。随后相继发现 ^{14}C-^{32}Si 等别的集团衰变，它们和 α 衰变的分支比都很小，在 10^{-10}~10^{-17} 范围内[3]。在丰质子区还有双质子衰变等集团衰变，第一个双质子发射的例子是 ^{12}O，出现在 1995 年[4]。同样在 1995 年，GSI 的实验利用 ^{114}Ba 衰变提供了 ^{12}C/α 分支比为 0.03 的证据[5]，说明在丰质子核集团衰变有可能达到可以和 α 衰变竞争的程度。集团衰变的理论研究是近些年的热门课题，国内也有些有意义的工作[6, 7]。

为什么在集团结构和集团放射性中 α 粒子都占据着如此重要的地位呢？在原子核中，质子或中子处于同一轨道自旋反平行即成对时能量最低，α 粒子是 2 质子与 2 中子分别成对组成，它在轻核中有比较大的单核子结合能和最大的核激发能，稳定性很好，所以可以近似的认为 α 粒子在核内有独立的运动。图 2 是一些核的单核子结合能和激发能，其中单独标明了 α 粒子的单核子结合能和核激发能，核内形成集团的理想条件是两个数值(单粒子结合能和核激发能)越大越好，可见 α 粒子是最好的，方框中的 ^{12}C，^{16}O 等核也是较可能的集团[2]。

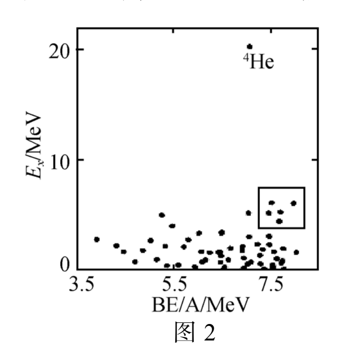


图 2

集团现象对研究原子核是非常重要的，它的产生和结构都需要理论和实验进行更深入的研究，比如集团的形成因子，链形环形等集团结构。目前人们对滴线附近核和重核中的集团结构相当感兴趣。

参 考 文 献

[1] Oertzen W V, et al. Nuclear clusters and nuclear molecules. Phys Rep, 2006, 432: 43.

[2] Freer M. The clustered nucleus-cluster structures in stable and unstable nuclei，Rep Prog Phys，2007，70：2149.

[3] 卢希庭. 原子核物理. 北京：原子能出版社，2000: 127-128.

[4] Kryger R A, et al. Two-proton emission from the ground state of ^{12}O. Phys Rev Lett，1995，74：860.

[5] Guglielmetti A, et al. Identification of the new isotope ^{114}Ba and search for its α cluster radioactivity. Phys Rev C, 1995，52：740.
[6] Ren Z Z, et al. New perspective on complex cluster radioactivity of heavy nuclei. Phys Rev C, 2004，70：034304.
[7] Xu F R, Pei J C. Mean-field cluster potentials for various cluster decays. Phys Lett B, 2006，642：322.

撰稿人：袁岑溪 焦长峰 许甫荣

北京大学物理学院

银河系星际空间中大量 ^{26}Al 核素起源的疑难问题

The Puzzle About the Origin of a Large Amount of ^{26}Al Nuclides in the Interstellar Medium of Our Galaxy

1982 年，Mahoney 及其合作者通过 HEAO-3 卫星空间探测器发现了来自 ^{26}Al 衰变的 1809 keV γ 射线。1984年，Clayton 根据观测到的该 γ 射线的强度估计，在太阳所在银河系的星际空间中存在大量(可能高达约4.2倍太阳质量)的放射性核素 ^{26}Al。太阳系的年龄约为 4.6×10^9 年，^{26}Al 基态的半衰期为 0.72×10^6 年。若无新的合成过程，^{26}Al 早该灭绝。由此可以断定，直到距今大约10^6 年(^{26}Al 的半衰期)前，如果不是更近的话，银河系某些恒星内部或新星、超新星爆发过程的热核反应仍在合成 ^{26}Al 并将其抛射到星际空间中。令核物理和核天体物理学家感到困惑的是：利用最新的有关核物理实验的数据，人们迄今所建立的各种天体(包括新星和超新星)物理模型几乎都无法解释星际空间中大量 ^{26}Al 的起源。它随即成为核天体物理学的重大疑难问题之一，绝大多数恒星演化学家，新星与超新星理论家及许多核物理学家都卷入了这一问题的研究，但至今仍是个未解之谜。

在 20 世纪五六十年代，有人推测太阳系早期曾存在较为丰富的 ^{26}Al，它与 ^{27}Al 的丰度之比$\geqslant2\times10^{-6}$。在 70 年代中期，人们发现碳粒陨石中的 ^{26}Mg/^{24}Mg 同位素丰度比值反常，远高于太阳系中的该比值。由于 ^{26}Mg 主要是从 ^{26}Al 衰变而来，从而可推论太阳系早期的 ^{26}Al 可能更多，它与 ^{27}Al 的丰度比值可能达到 5×10^{-5}~1.0×10^{-3}。人们直接探讨星际空间中存在放射性核素的可能性始于宇宙 γ 射线起源的理论研究。1965年，Clayton 提出了星际 γ 射线的一个重要来源是恒星内部合成的放射性核素的向外抛射。1969~1974 年 Clayton 及其合作者先后定性地预言了星际放射性核素 ^{60}Fe,^{22}Na 和 ^{26}Al 的存在。1977~1979 年，有人估算了超新星爆发抛射的 ^{26}Al 衰变产生的 1809 keV γ射线的流量。

继上述理论探讨之后，人们开始转向星际放射性核素所发射 γ 射线的探测。通过这些 γ 射线的空间探测可以获得刚爆发不久的新星和超新星爆发以及它们的遗迹，克服通常的光学方法难以发现位于银道面附近、离太阳很远的新星与超新星爆发的缺欠。因此，利用 γ 射线发现新星与超新星爆发是当前天文学的一项重要任务。这些 γ 射线的特性及其对应的放射性核素的定量研究是检验恒星演化(包括新星和超新星)理论模型以及核合成理论的重要探针。适于用作探针的放射性核素不仅要能够在恒星内部或新星、超新星事件中大量合成并被抛向太空，而且半衰期应适中。

若半衰期太短，在它们被抛射出来之前早已衰变为其他核素了；半衰期太长，则难以观测到强度足够的特征 γ 射线。^{22}Na→^{22}Ne (β^+,EC; 2.6 年)，$^{26}Al_{g.s.}$→^{26}Mg (β^+,EC; 0.72×10^6 年)，^{56}Ni→^{56}Co(EC, β^+;6.10 天)→^{56}Fe(EC, β^+;77.2 天)等衰变过程是其中的一些最佳的候选者。

银河系星际空间中存在大量 ^{26}Al 的疑难问题，一方面与恒星、新星和超新星的具体天体物理模型和物理环境的不确定性(例如，关于对流状况已有十余种理论，但无法从观测上检验或证实)相关，同时也与核物理实验提供的有关核结构、热核反应率和衰变率的不确定性以及物理环境对核过程的影响相关。例如，在恒星内部的高温环境中 ^{26}Al 不只处于其基态，也有相当大的概率处于其同核异能态，后者对其反应率和衰变率均有较大的影响，还有恒星等离子体中德拜电子云的屏蔽效应等。恒星、新星和超新星中的热核反应发生在远低于库仑势垒的能区，该能区的反应截面极小，迄今实验数据十分缺乏，模型计算中采用的绝大部分反应率是根据较高能区实验数据的走向，借助核物理理论向低能外推出来的。近年来，伴随核物理实验设备和技术的不断提高，已获得少量接近或达到感兴趣低能区的实验数据，其结果往往同过去采用的外推值相差颇大，甚至可能相差量级。从核物理角度讲，为解释星际空间中存在大量 ^{26}Al 的问题，需要深入研究 MgAl 和 NeNa 循环，特别是需要亚库仑势垒能区各种可能产生和摧毁 ^{26}Al 基态及其同核异能素 $^{26}Al^m$(E_x=228 keV, $J^\pi = 0^+$,$T_{1/2}$=6.34 s)核反应截面的实验数据，这对实验核物理学家是一个严峻的挑战。任何关于 ^{26}Al 核合成的天体物理模型必须能解释天文观测到的大量 ^{26}Al。

参 考 文 献

[1] Mahoney W A et al. Astrophys J, 1982, 262:742; Mahoney W A, et al. Astrophys J, 1984, 286 : 578.

[2] Clayton D D. Astrophys J, 1984, 280 : 144.

[3] Clayton D D. Astrophys J, 1965, 142 :189; Clayton D D. Astrophys J, 1969, 155: 75.

[4] Rolfs C E, Rodney W S. Cauldrons in the Cosmos. Chicago: The University of Chicago Press,1988.

[5] 彭秋和. 物理学进展，1995, 15, 1 : 79.

撰稿人: 白希祥　柳卫平

中国原子能科学研究院

形变原子核中的晕现象

Halo Phenomenon in Deformed Nuclei

世界范围内兴起的新一代放射性核束装置以及探测设备的建造和投入运行，使得远离β稳定线的奇特原子核性质成为核物理研究的重要前沿领域。对于奇特原子核，特别是近滴线原子核，传统核理论面临着严峻挑战。因此，核物理学家一方面改进现有的理论，另一方面不断地提出新的理论模型，来描述已观测到的或预言新的奇特核现象。形状是原子核的基本性质之一，形变效应对于奇特核的结构和奇特核参与的核反应非常重要，因此很多相关问题引起了核物理学家的广泛兴趣。例如，形变核中的晕现象是核物理学家非常关心的问题之一。

自从 1985 年 Tanihata 等在 ^{11}Li(3 个质子、8 个中子)中发现中子晕以来[1]，晕现象一直是奇特核研究的热点问题。由于多数原子核是变形的，随着晕核研究的逐步深入，形变核中的晕现象得到了越来越多的关注；对于其中的关键问题——形变核中是否存在晕——也出现了很多争议。相互作用截面和破裂反应碎片的动量分布测量表明，^{11}Be(4 个质子、7 个中子)和 ^{14}Be(4 个质子、10 个中子)都是中子晕核[2,3]。理论分析指出，这两个核可能都有较大的形变。例如，对于 ^{11}Be，按照通常的能级顺序，最后一个中子应该填充 $0p_{1/2}$ 轨道(第一个 $p_{1/2}$ 轨道，0 表示径向节点数，下同)，宇称为负，但其基态和第一激发态的自旋宇称分别为 $1/2^+$和 $1/2^-$，而不是相反，出现所谓的“宇称反转”(parity inversion)现象，这很有可能是由形变引起的[4~6]。对于 ^{14}Be，破裂反应碎片的完全运动学测量结果支持三体模型关于其中子组态具有较大的$(1s_{1/2})^2$ 组分的结论[7]，导致$(0d_{5/2})^2$ 与$(1s_{1/2})^2$ 组态混合的原因也可能是形变。同时，密度相关的球形相对论平均场计算也能给出 ^{14}Be 的晕结构[8]。因此，对于 ^{14}Be 是否为形变晕的解释并不唯一。坐标空间的球形相对论 Hartree- Bogoliubov 模型预言在近滴线 Ne 核(10 个质子)中存在晕现象[9]，并指出，这些 Ne 原子核很有可能是变形的。但是，谐振子基下的形变 Hartree-Fock-Bogoliubov 计算则没有发现近滴线 Ne 核中存在晕现象的证据[10]。应该指出，谐振子基对于描述晕核有很大的局限性。因此，利用坐标空间或其他合适的基空间下的形变相对论 Hartree-Bogoliubov 模型认真研究形变滴线核对于澄清上述问题是很有必要的[11]。

一般性的理论探讨对于形变核中能否形成晕也有较大的争议。文献[5]通过考察一个轴对称形变的单粒子势场(类似于 Nilsson 势)中的弱束缚态波函数的行为，研究形变核中单中子晕的形成机制，得到如下结论：当价中子占据低 Ω (角动量在

对称轴上的投影)的弱束缚能级时，能够形成晕，而且晕中子与核芯完全退耦合。利用三体模型(核芯加上两个价中子)对形变核中形成双中子晕的可能性进行研究则表明[12]，不仅两个价中子之间的关联对于晕的形成有抑制作用，而且核芯的形变也显著地减小价中子形成晕的可能性，因此，在近滴线的形变核中很难发现晕现象。上述两项研究都是通过引入可调节的模型参数，来研究形变的影响。

为解决上述矛盾，需要利用微观、自洽的模型来考察原子核的弱束缚特性及其与形变的耦合，以回答形变核中是否存在晕现象的问题，进而研究如果存在晕现象，形变核中晕的形成机制。

参 考 文 献

[1] Tanihata I, Hamagaki H, Hashimoto O, et al. Measurements of interaction cross sections and nuclear radii in the light p-shell region. Phys Rev Lett, 1985, 55: 2676-2679.

[2] Fukuda M, Ichihara T, Inabe N, et al. Neutron halo in ^{11}Be studied via reaction cross sections. Phys Lett B, 1991, 268: 339-344.

[3] Zahar M, Belbot M, Kolata J J, et al. Momentum distributions for ^{12,14}Be fragmentation. Phys Rev C, 1993, 48: R1484-R1487.

[4] Li X, Heenen P H. Self-consistent calculations of Be isotopes. Phys Rev C, 1996, 54: 1617-1621.

[5] Misu T, Nazarewicz W, Åberg S. Deformed nuclear halos. Nucl Phys A, 1997, 614: 44-70.

[6] Pei J C, Xu F R, Stevenson P D. Deformation effects on the structures of N=7 halo nuclei. Nucl Phys A, 2006, 765: 29-38.

[7] Labiche M, Orr N A, Marqués F M, et al. Halo structure of ^{14}Be. Phys Rev Lett, 2001, 86: 600-603.

[8] Ren Z Z, Xu G O, Chen B Q, et al. Structure of halo nuclei ^{14}Be and ^{32}Ne. Phys Lett B, 1995, 351: 11-17.

[9] Pöschl W, Vretenar D, Lalazissis G A, et al. Relativistic Hartree-Bogoliubov theory with finite range pairing forces in coordinate space: neutron halo in light nuclei. Phys Rev Lett, 1997, 79: 3841-3844.

[10] Guo L, Zhao E G, Sakata F. Ground-State properties of C, O, and Ne isotopes in Hartree-Fock-Bogoliubov calculation with gogny interaction. Commun Theor Phys, 2003, 40: 573-576.

[11] Zhou S G, Meng J, Ring P. Deformed relativistic Hartree Bogoliubov model for exotic nuclei. arXiv, 2008, 0803.1376 [nucl-th].

[12] Nunes F M. Valence pairing, core deformation and the development of two-neutron halos. Nucl Phys A, 2005, 757: 349-359.

撰稿人：周善贵

中国科学院理论物理研究所

为什么迄今实验发现约 40 个 Λ 超核而只发现一个 Σ 超核?

Why 40 Λ Hypernuclei Have Been Discovered But Only One for Σ Hypernucleus?

普通原子核是由束缚的质子和中子组成的。实际上除了质子、中子这两个最轻的重子外,还存在超子等其他(弱衰变)重子,它们有不寻常的寿命(约 10^{-10}s),称为“奇异”的。为了标记它们，在基本粒子物理学中引入了新的量子数“奇异数”。在基本粒子物理学的夸克模型中，重子由三个夸克组成。如核子是 uud 或 ddu，最轻的超子 Λ 是 uds，三个 Σ (Σ^+、Σ^0、Σ^-)超子(uus、uds、dds)都只包含一个奇异夸克，它们的奇异数为 $S=-1$。比 Λ 和 Σ 更重一些的 Ξ (Ξ^0、Ξ^-)超子(uss、dss)包含两个奇异夸克,奇异数 $S=-2$。

超核就是核内包含超子的原子核,如果核内一个核子被一个 Λ 超子取代则形成 Λ 超核。人类已积累了 40 多个 Λ 超核丰富的实验数据和理论知识，但关于 Σ 和 Ξ 超核的信息却非常少。

关于 Σ 超子与核子（ΣN）相互作用以及 Σ 超核的研究历史虽然并不比 Λ 超核短多少，但进展缓慢并有反复。起初，人们认识到，如果 Σ 超核存在，其内部会发生很强的 ΣN→ΛN 转换过程，使得 Σ 超核态宽度大而难于观测。1980 年，Saclay-Heideberg 合作组首先宣布观测到窄宽度的 Σ 超核态[1]，从而激起 Σ 超核实验和理论研究的热潮。直到 1995 年，对 Σ 超核的存在提出质疑[2]，随后几年利用$(K^-, \pi^\pm)$反应研究另一些轻 Σ 超核的实验也给出否定结果[3,4]。

在 1999 年关于奇异性核物理的一次国际会议(SNP’99)上，布鲁克海文国家实验室实验部主任 Chrien R E 在题为“The story of Σ hypernuclei—A modern fable”的评述报告中就指出，20 多年来窄能级宽度的 Σ 超核态的存在与否一直是实验和理论研究关注的课题，现在看来，几乎所有的 Σ 窄态证据可能都是错误的。紧接着发表的实验论文[5]确凿地证实了以上论述。迄今为止，公认实验上存在的只有氦 4 的 Σ 超核，有的文献认为可能有很重的 Σ 超核[6]。如何深入理解这些实验事实需要做更多的理论分析和实验探索。

参 考 文 献

[1] Bertini R, et al. Phys Lett, 1980, 90B: 375.

[2] Sawfta R, et al. Nucl Phys, 1995, A545: 103c.
[3] Nagae T, et al. Phys Rev Lett, 1998, 80: 1605.
[4] Bart S, et al. Phys Rev Lett, 1999, 83: 5238.
[5] Bart S, Chrien R E, et al. Phys Rev Lett, 1999, 83: 5238.
[6] Harada T, Hirabayashi Y, Nucl Phys A, 767 (2006) 206.

撰稿人：宁平治
南开大学物理科学学院

同核异能态与可能的伽马激光

Nuclear Isomers and Possible γ Laser

原子核作为一个量子多体系统，一般情况下，基态是最稳定的。激发态一般通过放射 γ 射线退激。然而，原子核可以因为特殊的结构而出现有一定寿命的激发态，即同核异能态。同核异能态主要有两类：① 高角动量多准粒子激发态（通常称为高 K 态，K 为角动量在对称轴上的投影）。由于退激跃迁要满足角动量选择定则，所以高 K 到低 K 态的跃迁概率被大大降低，从而产生高 K 同核异能态；② 形状同核异能态，这种核态的形变与基态或其他核态有明显的差别，通常又称为裂变同核异能态。相比之下，高 K 同核异能态更普遍，几乎存在于整个核素版图，它们的寿命从纳秒到年不等。对于不稳定核，甚至可以存在比基态寿命还长的高 K 同核异能态。科学家们已经预言：高 K 同核异能态可能蕴涵着巨大的潜在应用价值，如：产生高强度高能量伽马激光[1~3]、新的能源存储方式（太空电池）[1~3]、微型核武器[4]。

在物理机制上，高 K 同核异能态主要出现在轴对称形变的原子核中。轴对称形变引起的对称性破缺使得单粒子能级的简并度降低为 2（对应时间反演对称性），在这种情况下，每个单粒子轨道的角动量在对称轴上的投影 Ω 是好量子数。以偶偶核为例，基态时所有的核子都成对填充能量从低到高的单粒子轨道，使得原子核的基态角动量为零。如果我们通过激发使一对或多对核子拆对并占据高 Ω 的单粒子轨道，就可以形成高 K 态激发态。高 K 态到低 K 态的 γ 跃迁需要满足 $\lambda \geqslant \Delta K$ (称为 K 选择定则，其中的 λ 为 γ 跃迁的极性)。λ 越大，对应的 γ 跃迁概率越小，从而导致高 K 态的寿命越长。另外，低的激发能也更容易形成长寿命高 K 同核异能态。在实验上，高 K 同核异能态已被广泛观测到，其中最显著的是 A~180 区，在这个质量区存在着大量长寿命高 K 同核异能态。例如，^{178}Hf 有一个四准粒子 $K^{\pi}=16^{+}$ 的激发能为 2.4 MeV 的同核异能态，它的寿命长达 31 年，这个高 K 态被认为是用于应用开发的理想例子。又如在 ^{180}Ta 核中，存在一个 $K^{\pi}=9^{-}$ 的同核异能态，寿命>10^{15} 年，比地球的年龄还长。

高 K 同核异能态在超重核合成中也发挥着重要作用，超重核由于合成概率低和不稳定，在实验上极难合成。但是，理论[5]和实验[6]研究表明：高 K 同核异能态可以增加超重核的稳定性，从而为实验合成和研究超重核提供了又一条新的可能途径[5,6]。高 K 同核异能态在天体物理上同样具有重要的影响，它们的存在影响着宇

宙演变中元素的合成过程，影响合成元素的丰度[7,8]。随着放射性核素技术的发展，高 K 同核异能态被用作核物理实验的束流或靶，打开了通往奇特核研究的另一扇大门。

当前，要把高 *K* 态的应用预言变成现实的关键问题是：如何实现高 *K* 态的可控退激？目前有一种想法[2,3,7~9]：先把高 *K* 态激发到一些可能的邻近激发态（中间态），然后从这些中间态发生快速退激跃迁，产生高强度高能量伽马射线，从而产生伽马激光或微型核武器。最近几年，科学家们正在致力这方面的实验研究，但还没有获得实质性的进展。

参 考 文 献

[1] Walker P M, Dracoulis G D. Energy traps in atomic nuclei. Nature, 1999, 399: 35.

[2] Walker P M, Carroll J J. Ups and downs of nuclear isomers. Physics Today, 2005, June: 39.

[3] Carroll J J. An experimental perspective on triggered gamma emission from nulcear isomer, Laser Phys Lett, 2004, 1: 275.

[4] Hambling D. New Scientist, 2003, 179: 4.

[5] Xu F R, Zhao E G, Wyss R, et al. Enhanced stability of superheavy nuclei due to high-spin isomerism. Phys Rev Lett, 2004, 92: 252501.

[6] Herzberg R D, et al. Nuclear isomers in superheavy elements as stepping stones towards the island of stability. Nature (London), 2006, 442: 896.

[7] Aprahamian A, Sun Y. Long live isomer research. Nature Phys, 2005, 1: 81.

[8] Sun Y, Wiescher M, Aprahamian A, et al. Nuclear structure of the exotic mass region along the rp process path. Nucl Phys A, 2005, 758: 765c.

[9] Sun Y, et al. Nuclear structure of ^{178}Hf related to the spin-16, 31-year isomer. Phys Lett B, 2004, 589: 83.

撰稿人：许甫荣　刘红亮

北京大学物理学院

梯度方法能否用于求解 Dirac 方程？

Is the Gradient Method Appropriate for the Dirac Equation?

Dirac 方程是描述相对论费米子的运动方程。物理学中，为了描述有限费米子系统的相对论效应，不可避免地需要求解静态的 Dirac 运动方程。实际应用中，由于通常费米子运动的势场在空间上不满足各向同性，如分子物理中的形变分子结构，原子核物理中的形变原子核结构等，费米子运动的势场是形变的，于是，就需要求解形变的 Dirac 方程。

通常，无论球形还是形变体系的运动方程都可以通过在基空间构建 Hamiltonian 矩阵并对角化或者在坐标空间求解多道耦合方程组等方法进行求解。通常的基空间展开的办法对涉及连续谱问题的 Dirac 方程并不适用。例如，在原子核物理中研究奇特核所涉及的中子晕或者质子发射现象等，就需要求解 Dirac 或者 Schrödinger 方程中的连续谱问题，多数情况下需要在坐标空间进行求解。由于在坐标空间数值求解多道耦合的微分积分方程组的难度太大,核物理学家一直在努力寻找其他新的更有效的方法。

20 世纪 70 年代，为了寻找多维能量曲面上的能量极小点，核物理学家发明了一种在坐标空间求解耦合 Schrödinger 方程组的方法，即梯度(gradient)方法[1]。它的基本思想是，首先对系统给出尝试的初始波函数解，然后利用初始波函数给出系统哈密顿量的期望值，再根据该期望值的最大减少方向，对尝试波函数进行梯度演化。在演化过程中，系统总能量不断减少，直到最后收敛，得到系统的基态和相应的波函数解。梯度方法在求解非相对论的 Schrödinger 方程中已经取得了很大成功[2,3]。

自然，人们不禁会问：这种梯度方法是否可以用于求解相对论的 Dirac 方程？一个直接的回答是否定的。因为梯度方法的思想是使系统的能量不断变小，而相对论的 Dirac 方程中由于同时存在正能及负能解，这种演化会使系统哈密顿量的期望值无限减小，即系统会掉到 Dirac 海之中，永远不会得到收敛的有实际物理意义的解。

难道就没有别的办法吗？

事实上，对这个问题的回答没有我们想象的那么悲观。首先，我们并不知道 Dirac 海上与海下之间是否存在壁垒，即我们从 Dirac 海上的尝试初始波函数解出发，是否会随着演化毫无阻碍地到达 Dirac 海下。其次，纵然 Dirac 海上与海下之

间没有壁垒，我们能否找到一个有效的办法能够保证系统始终在 Dirac 海上或者 Dirac 海下演化。最后，即使前面两个方案都行不通，还可以将 Dirac 旋量的大小分量分开，利用大分量或者小分量所满足的等效 Schrödinger 方程类比于非相对论中的方法进行演化等。

如果通过上述几种或者其他方案可以利用梯度方法求解 Dirac 方程，这将不仅给出一种求解 Dirac 方程的新方法，而且可以推广求解坐标空间的多道耦合微分积分方程组，使得各种奇异变形原子核中的奇特现象[4]的研究成为可能。

参 考 文 献

[1] Mang H J, Samadi B, Ring P. Z. Phys A, 1976, 279:325.
[2] Reinhard P G, Cusson R Y. Nucl Phys A, 1982, 378: 418.
[3] Davies K T R, Flocard H, Krieger S J, et al. Nucl Phys A, 1980, 342: 111.
[4] Meng J, et al. Prog. Part. Nucl Phys, 2006, 57: 470.

撰稿人: 孟　杰　张　颖
北京大学物理学院

手性原子核是否存在?

Are There Chiral Atomic Nuclei?

对称性及对称性自发破缺是物理学中最重要的问题之一,在原子核物理中也不例外。原子核中的手征对称性自发破缺是 1997 年在理论上被预言，并逐步发展成为当前核物理研究热点之一的科学问题。

众所周知,手征对称性的自发破缺在自然界中普遍存在。观察一下我们的双手，你会发现通过任何转动或平移操作都不能使左手变成右手。而左手的镜像与右手则完全一样。对于具有三维结构的化学分子，如果它与其镜像不能互相重叠，则称为手性分子。事实上几乎所有的生物大分子都是手性的。人就是由左旋氨基酸组成的生命体。左旋和右旋分子的生物大分子对生命体的作用可以完全相反。在粒子物理领域中，手征性是区分无质量费米子的动量与自旋是否平行的动力学性质。

手征性在原子核层次中是否有所体现呢？或者说手性原子核是否存在呢？直到 1997 年，Frauendorf 和孟杰才在理论上预言了原子核的手性[1]。他们通过考虑原子核的几何性质(形状)和动力学性质(角动量),揭示出原子核结构中手征性的物理机制：考虑一个具有三轴形变的原子核，如果其价质子和价中子处于高角动量态上，且分别具有粒子性和空穴性，则粒子性和空穴性的价质子和价中子与核芯(由其余核子所组成)的角动量将可能分别沿原子核的三个惯性主轴，这样三个互相垂直的角动量便可以形成两种具有相反手性的体系，即左手系和右手系，于是本体系下发生了手征对称性的自发破缺。

对于原子核这一量子体系,由三个互相垂直的角动量形成的左手性和右手性这两种状态之间存在量子隧穿，这将导致手征对称性的恢复。在实验室系下只能观测到两种手性状态的叠加态。Frauendorf 和孟杰进一步预言了手性原子核的实验信号是观测到能量近简并的两条ΔI=1 的转动带，即所谓的手征双重带。

2001 年美国和欧洲的科学家在 N=75 的奇奇同中子素中观测到能级近简并的两条ΔI=1 的转动带[2]，即候选的手征双重带，并在核物理学界引起轰动。从 2001 年至今，在质量数 $A\sim130$ 和 $A\sim100$ 核区的奇奇核、偶偶核和奇偶核中，已经报道了二十多例候选的手征双重带[3~5]。随着探测技术的进一步提高，双重带的电磁跃迁和能级寿命测量成为可能[6~8]，这为手性原子核提供了新的检验标准。首先对 ^{134}Pr 核中进行的电磁跃迁测量结果与基于单个价质子和单个价中子与核芯耦合的理论模型计算的结果不符，并不支持其静态手征性[6]，从而使得人们对 ^{134}Pr(甚至

所有原子核)中是否存在手征性提出了质疑。然而在此之后关于 ^{128}Cs 的电磁跃迁实验结果，又被看成是揭示手征对称性破缺的最好例子[7]。

在原子核手性的理论描述方面，这一现象最初由三轴形变的倾斜推转理论和粒子转子模型所预言[1]。目前，已有倾斜推转唯象模型、自洽的倾斜推转 Skyrme Hartree-Fock 理论用于研究手性原子核。倾斜推转的相对论平均场理论也正在发展之中。基于多个价质子和多个价中子的粒子转子模型也有待发展。同时需要指出的是，目前检验手性原子核的判据基本上是基于单质子与单中子空穴(或单中子与单质子空穴)和γ =30°的核芯耦合这种理想手征图像所得到的，对于实际核，目前流行的手征双重带的判据不一定适用。

直到今天，对候选的手征双重带的解释依然存在着不同的观点，对手性原子核的确认依然是核物理学界讨论的热点问题。实验方面，除了观测能谱和电磁跃迁，能否寻找到新的物理观测量能更直接地确认原子核的手性？理论方面，如何突破现有的理论模型的不足，探索和发展新的理论模型，能够很好地认识和了解手性原子核的特征？

参 考 文 献

[1] Frauendorf S, Meng J. Nucl Phys A, 1997, 617: 131.
[2] Starosta K, et al. Phys Rev Lett, 2001, 86: 971.
[3] Zhu S, et al. Phys Rev Lett, 2003, 91: 132501.
[4] Vaman C, et al. Phys Rev Lett, 2004, 92: 032501.
[5] Joshi P, et al. Phys Rev Lett, 2007, 98: 102501.
[6] Grodner E, et al. Phys Rev Lett, 2006, 97: 172501.
[7] Joshi P, et al. Phys Rev Lett, 2007, 98: 102501.
[8] Mukhopadhyay S, et al. Phys Rev Lett, 2007, 99: 172501.

撰稿人：孟　杰　亓　斌

北京大学物理学院

是否存在描述原子核结构的统一模型？

Is There a Unified Nuclear Structure Model?

自从 20 世纪 50 年代 Mayer 和 Jensen 等建立原子核的独立粒子壳模型[1, 2]以及 Bohr 和 Mottelson 建立原子核的集体模型[3, 4]以来，核物理学家一直致力于寻找一种能够统一、准确地描述所有原子核内禀单粒子运动及其集体运动的原子核理论模型。然而，半个多世纪过去，仍然没有找到一个能够统一描述原子核结构性质的理论模型。

原子核是由几个至几百个核子组成的量子有限多体系统，具有丰富的结构信息，涉及少体到多体等复杂计算。对于非常轻的原子核(核子数小于 12)，可以采用拟合核子散射数据得到两体和三体力，通过从头计算方法来研究其基态和激发态性质。对于中等质量的原子核(核子数小于 60)，可以采用由核子散射数据导出的有效核力，通过大规模的壳模型计算研究其基态和激发态性质。对于较重质量的原子核，常采用密度泛函理论可以很好的给出其性质。从头计算、壳模型和能量密度泛函理论等这些模型都存在其适用核区，不同区域的原子核只能采用相应的模型才能描述[5]。如何实现它们的统一，使从轻质量区到重质量区的原子核都能够被统一描述是当前核物理面临的重要挑战之一。

随着 20 世纪末期产生放射性核束技术突破和新一代放射性核束装置建造，实验上已经或者将要观测到许多远离稳定谷的奇特原子核性质。这些奇特原子核不仅拓展了原子核的核素图，而且还有许多不同于稳定原子核的特征，如弱束缚、低密度等。如何基于对稳定原子核的认识所建立的理论模型，推广用于描述处于弱束缚状态，密度分布高度弥散的奇特原子核性质，从而实现稳定原子核和奇特原子核性质的统一描述同样是当前核物理面临的重要挑战。

由于核子间复杂的相互作用、多体计算的复杂性，除了微观的从头计算模型，壳模型以及能量密度泛函理论等以外，为了描述原子核的振动、转动、相变以及裂变等性质，物理学家还发展了许多成功的唯象模型，如描述原子核质量达到很高精度的宏观微观模型、描述转动特征的推转模型以及粒子–转子模型、描述原子核集体激发性质和形状相变的相互作用玻色子模型(IBM)、描述变形原子核单粒子能级的 Nilsson 模型[6]等。如何找到这些唯象模型的微观基础，从而实现原子核唯象模型和微观理论的统一也是当前核物理需要解决的重要问题。

尽管原子核物理已经有了很大的发展，建立了大量成功的理论模型，但是寻找

和建立原子核结构的统一模型，实现少体和多体模型、稳定原子核和奇特原子核性质的描述、原子核唯象模型和微观理论等方面的统一仍然是现代核结构理论面临的重要问题。

参 考 文 献

[1] Mayer M G. Phys Rev, 1949, 75: 1969; 1950, 78: 16.
[2] Haxel O, Jensen J H D, Suess H E. Phys Rev, 1949, 75: 1766.
[3] Bohr A. Phys Rev, 1951, 81: 134.
[4] Bohr A, Mottelson B R. Phys Rev, 1953, 89: 316.
[5] Ring P, Schuck P. The Nuclear Many-Body Problem, Heidelberg: Springer, 1980.
[6] 2007 Long Range Plan: The frontiers of nuclear science, http://www.sc.doe.gov/production/henp/np/nsac/docs/Nuclear-Science.Low-Res.pdf.

撰稿人：孟 杰 尧江明
北京大学物理学院

弱束缚原子核与连续态

Weakly-Bound Nuclei and Continuum States

自然界稳定存在的原子核不到 300 个。在这些稳定核中，中子或质子的费米面在零势能面以下 7~8 个 MeV 附近(参见图 1)，距连续谱较远，因此连续态对稳定核基态性质的贡献很小，一般可以忽略。固定质子数，随着中子数的增加，原子核的中子分离能越来越小，中子费米面越来越接近零势能面；同样，固定中子数，随着质子数的增加，原子核的质子费米面也越来越接近零势能面。对于弱束缚原子核，其中子或质子费米面非常接近零势能面(参见图 1)。例如，弱束缚的质子滴线核 ^{8}B(5 个质子，3 个中子)的单质子分离能为 0.138 MeV，粗略地说，其质子费米面在零势能面以下 0.14 MeV 左右。

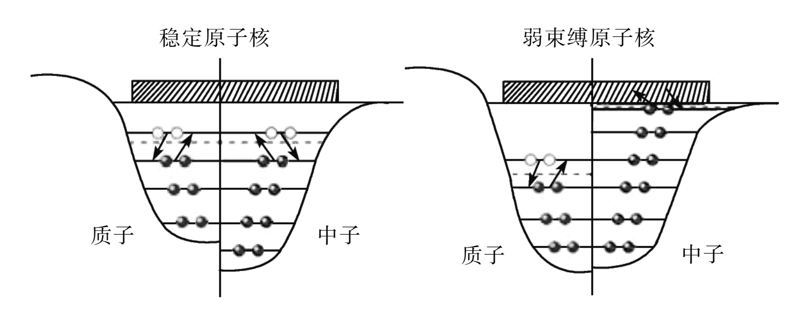


图 1　稳定原子核和弱束缚原子核的单粒子势和单粒子能级结构，阴影部分为连续谱
(取自文献[1]并将图中的英文改为中文)

对于弱束缚原子核，由于其中子或质子费米面接近零势能面，核子–核子之间的剩余相互作用，例如，对相互作用，可使核子对虚散射到连续谱能区，因而连续谱对弱束缚核性质的贡献不能忽略。连续态的贡献对于弱束缚核中观测到的很多奇特核现象起着关键性的作用。例如，由于连续态具有较大的空间分布，因此，连续态的占据可能使弱束缚原子核的密度分布在空间扩展到离核心很远的地方，这可能是某些弱束缚原子核中出现晕现象的原因[3]。

新一代放射性核束装置以及相关探测设备的建造和投入运行，使得弱束缚原子核成为核物理研究的重要前沿领域。对于这些弱束缚原子核，特别是近滴线原子核，基于稳定原子核研究建立起来的传统核理论面临着严峻挑战。挑战之一就来自如何恰当地考虑连续态贡献。

为应对这个挑战，需要发展现有模型，以自洽地考虑分立态、连续态以及它们之间的耦合。壳模型是原子核物理最重要的模型之一。传统壳模型建立在分立态基础之上。为考虑连续态贡献，需要发展连续谱壳模型[4,5]。连续谱壳模型不仅可以给出核结构(包括基态和激发态)信息，还能够用来研究核衰变与核反应。但是，由于理论本身以及数值计算方面的困难，目前还没有大规模的连续谱壳模型计算。基于平均场近似，在坐标空间求解相对论或非相对论 Hartree-Fock-Bogoliubov 方程，可以自洽考虑连续态贡献，较好地描述弱束缚核基态性质[1~3]。但是，在此理论框架下，如何自洽描述弱束缚核的形变效应，如何给出激发态性质等，都是需要解决的重要理论问题。

参 考 文 献

[1] Meng J, Toki H, Zhou S G, et al. Relativistic continuum Hartree Bogoliubov theory for ground state properties of exotic nuclei. Prog Part Nucl Phys, 2006, 57: 470-563.

[2] Dobaczewski J, Nazarewicz W, Werner T R, et al. Mean-field description of ground-state properties of drip-line nuclei: pairing and continuum effects. Phys Rev C, 1995, 58: 2809-2840.

[3] Meng J, Ring P. Relativistic Hartree-bogoliubov description of the neutron halo in ^{11}Li. Phys. Rev Lett, 1996, 77: 3963-3966.

[4] Michel N, Nazarewicz W, Płoszajczak, M, et al. Gamow shell model description of neutron-rich nuclei. Phys Rev Lett, 2002, 89: 042502.

[5] Volya A, Zelevinsky V. Discrete and continuum spectra in the unified shell model approach. Phys Rev Lett, 2005, 94: 052501.

撰稿人：周善贵

中国科学院理论物理研究所

弱束缚核反应中的多步过程

Multi-Step Process in the Nuclear Reaction Induced by Weakly-Bound Nuclei

核反应实验是研究原子核结构的一种重要的手段，特别是对于弱束缚核，通常衰变道很少，很多情况下只能通过核反应研究结构。自 1986 年，I.Tanihata 等人在美国洛伦兹伯克莱实验室(LBL)利用放射性次级束首次证实了弱束缚核 ^{11}Li 是晕核以来，科学界进入了利用放射性核束研究奇特核反应的新时期。对于弱束缚核，反应中的多步过程很多时候与单步过程有相似的概率，原先简单的单步反应过程的理论很难与实验结果符合，所以研究核反应的多步过程变得十分重要。下面通过弱束缚核的熔合反应和转移反应来介绍多步过程。

研究熔合反应对理解弱束缚核的结构以及对核天体研究和超重核合成都具有重要的意义[1]。研究发现弱束缚核的垒下完全熔合反应截面比稳定核的反应截面有明显地增大，而弱束缚核的垒上完全熔合反应截面却与稳定核的反应截面相当。关于此增大效应的理论众说纷纭，这主要是因为在此反应能区转移反应与破碎反应的截面较大，以致实验中难以排除众多反应道包括连续态的影响。最近新的理论和实验的研究提出这种增大效应是由两步过程引起的，如在 ^{6}He+^{209}Bi 的反应中[2]，当弹核与靶核靠近时，有一定的概率丰中子核 ^{6}He 的两个价中子从其基态转移到 ^{211}Bi 的低激发态，从而先与靶核熔合(中子流)，这样释放出的能量对核芯 ^{4}He 有加速作用，造成第二步 ^{4}He 与靶核的熔合在大大高于势垒的能量下进行，截面就大得多。但是对 ^{6}He+^{238}U 系统，比较精细的实验发现垒下完全熔合反应截面相对于稳定核的熔合并没有明显的增强。熔合反应的两步过程仍需要仔细研究，需要更多的、更详细的不同体系的熔合反应实验，而理论方面对加入诸多耦合道的多步过程的描述也是一个很大的挑战。

转移反应由于初态和末态都是两体系统，在理论上有比较严格的描述，因而是研究弱束缚核的结构和谱因子的有效的工具。近期的实验研究主要通过测量反应微分截面与理论对照。研究表明，单步扭曲波玻恩近似(DWBA)很难很好地符合实验结果，所以弱束缚核价核子的转移通常会出现多步过程。再以 ^{6}He 为例，其两个价中子以集团转移或分步依次转移的概率则反映了 ^{6}He 基态两个价中子的关联程度的概率。两个价中子以集团转移则意味着 ^{6}He 基态结构主要为双中子型，分步转移则意味着 ^{6}He 基态主要为雪茄型[3]。另外价核子在反应过程中也会处于弹核或生成

核的激发态，并在各个态之间跃迁，产生复杂的多步过程，这时候理论就要考虑解耦合道薛定谔方程[4]。反应中价核子还会被激发到连续态，产生连续态与分离态耦合，目前理论上只能将连续态分割做近似处理[5]。现在对转移反应多步过程的研究仍需要通过理论与实验的紧密配合不断深入[6]。

参 考 文 献

[1] Canto L F, et al. Physics Reports, 2006, 424: 1.
[2] Penionzhkevich Y E, et al. Phys Rev Lett, 2006, 96:162701.
[3] Oganessian Y T, et al. Phys Rev C, 1999, 60: 044605.
[4] Khoa D K. Phys Lett B, 2004, 595:193.
[5] Rusek K, et al. Phys Rev C, 2000, 61: 034608.
[6] Jurgen W, et al. Phys Rev C, 1997, 55: 688.

撰稿人: 卢 飞 叶沿林
北京大学物理学院

如何在坐标空间求解核物理中耦合的微分积分方程组

How to Solve the Coupled Integral-Differential Equations in Nuclear Physics in Coordinate Space

耦合的微分积分方程组普遍存在于自然科学及工程应用中,表现为系统的多个成分彼此耦合的微积分方程组,且大多数耦合方程含有非线性项。物理学中,如在分子物理中,形变的分子结构会使体系的 Hamiltonian 中多出四极或者高阶相互作用项,因而相应的 Schrödinger 方程在坐标空间表述为各个方向分量或者各球形分波的耦合方程组。在核物理中,耦合道反应便是典型的耦合方程问题。类似于分子物理,变形原子核的描述同样需要处理耦合方程。特别是在近来核物理的热点问题——奇特核的研究中,由于涉及连续谱的耦合、对关联效应以及形变效应等,通常会涉及几十个方程耦合在一起的微分积分方程组。而且为了正确描述连续谱,通常必须在坐标空间进行求解。因此,如何在坐标空间求解耦合的微分积分方程组就成为核物理中亟待解决的问题。

解决这个问题的第一步可能应该是先不考虑对关联,直接求解形变的 Schrödinger 或者 Dirac 方程。以包括连续谱的形变耦合方程为例, 形变连续谱对应着变形原子核体系哈密顿中能量为正的解,因此其边界条件为振荡波函数,这样通常采用的在谐振子基上展开 Hamiltonian,再对角化 Hamiltonian 矩阵的方法不再适用,而需要在坐标空间或者在能够描述连续谱的基(通常没有解析解)上展开进行求解。

在坐标空间中,波函数展开成为各个球形分波的叠加。对轴对称体系,解析积分相应方程中的角度部分,剩下的径向部分便转化为一个典型的耦合微分方程组,各个分波的无穷远边界条件为球 Henkel 函数,然后进行数值求解。目前球形 Schrödinger 方程的求解方法比较成熟,根据球对称性,方程组退化为径向的二阶微分方程,径向波函数的边界条件的行为是完全确定的,可以采用 shooting 或者有限元等方法求解。对变形情况,即使对轴对称体系,虽然各个分波的边界行为存在解析的表达(r=0 处为 0,$r=\infty$ 处势场趋于 0,各分波的行为同球形情况),但各个分波之间的比例关系却是未知的。尽管如此,目前仍然有一些方法可以解决这个问题,如在 shooting 方法中,采用 N 组彼此线性无关的尝试边界条件去进行 N 次求解耦合微分方程组(N 为分波的个数),然后建立起连接(match)点比例系数所满足的线性

方程组，进而得到一系列的本征值和相应的比例系数[1~3]。但该方法有时会出现不稳定的波函数解。

如果再考虑连续谱的耦合，则问题变得更加复杂，如何能够在坐标空间进行求解，是核物理中亟待解决的一个问题。

参 考 文 献

[1] Thompson I J. Comp Phys Rep, 1988, 7: 167-212.
[2] Meng J. Nucl Phys A, 1998, 635, 3-42.
[3] Ferreira L S, Maglione E, Liotta R J. Phys Rev Lett, 1997, 78: 1640.

撰稿人：孟 杰 李志攀
北京大学物理学院

如何由 ΛN 二体相互作用计算 Λ 超核能谱精细结构？

How to Calculate the Fine Structure of Λ Hypernuclear Spectroscopy from ΛN Two-Body Interaction?

众所周知，对于普通的原子核进行微观多体研究，就是由核子–核子(NN)相互作用出发研究原子核多体系统的能谱或其他整体性质。那么如何由超子–核子(ΛN)二体相互作用出发计算 Λ 超核能谱的精细结构呢？

通常将能解释 NN 二体实验数据的 NN 二体相互作用称为自由二体相互作用，适用于核多体计算(作为输入量)而不能解释二体实验数据的一切 NN 二体相互作用都称为有效二体 NN 相互作用。有效 NN 二体相互作用是模型相关的，不同的核多体模型有不同的有效 NN 二体相互作用(作为输入量)。类似地，有效二体 ΛN 相互作用是适合作为 Λ 超核多体计算(作为输入量)的 ΛN 二体相互作用。Λ 超核多体计算的方法与普通核多体计算方法相同。

关于 Λ 超核内的 ΛN 有效相互作用，由于早期实验一直未观测到自旋–轨道分裂，这曾迫使人们认为 Λ 超子似乎像是一个没有自旋的中子，进而认为 ΛN 自旋–轨道相互作用非常弱，甚至可能是零。直到最近，日本 KEK 的 E419 实验测量了由(π^+,K^+)反应产生的 $^{7}{}_{\Lambda}$Li 超核的两个跃迁，一个是在 691.7 ± 0.6 ± 1.0 keV 的自旋翻转 M1($3/2^+ \rightarrow 1/2^+$)跃迁，另一个是在 2050.1 ± 0.4 ± 0.07 keV 的 E2($5/2^+ \rightarrow 1/2^+$)跃迁。M1 跃迁可对 ΛN 自旋–自旋相互作用给出直接的联系。

由超子–核子(ΛN)自由二体相互作用出发计算 Λ 超核能谱的精细结构，必需首先计算出核物质内的 ΛN 有效二体相互作用。由于自由空间 ΛN 相互作用的复杂性和核介质效应的复杂性，计算核物质内 ΛN 有效二体相互作用并不容易。自由空间 ΛN 相互作用的复杂性表现在它的两个重要特点。第一个特点是 Λ 超子与核子相互作用不允许单 π 交换，而 NN 相互作用是允许的，这是同位旋守恒的要求；ΛN 相互作用的第二个特点是存在两类自旋–轨道耦合作用，其中一类与超子自旋有关，另一类与核子自旋有关。

计算核物质内 ΛN 有效二体相互作用的方法首先是把适用于核物质内 NN 有效二体相互作用的方法(G 矩阵方法)推广到超核的情况，这方面已经作的尝试并不太成功。近期类似的尝试可见文献[1]，其中对三种微观二体力做了 ΛN 有效相互作用参数的计算与比较，发现不同模型的结果相差比较大，有的甚至符号相反。对

此尚待深入研究。关于超核内 Λ N 有效二体相互作用的唯象参数化工作还有其他方法，例如，Millener 等人采用 Slater 径向积分的方法将 Λ N 有效二体力的四个自旋相关部分参数化，并通过拟合几个 p 壳超核能谱的精细结构确定这些唯象有效 Λ N 二体相互作用参数[2]。上述尝试性工作的正确性和可靠性还都存在不少问题有待解决。

参 考 文 献

[1] Tzeng Y, Tzeng S Y T, Kuo T T S, et al. Two-frequency shell model for hypernuclei and meson-exchange hyperonnucleon potentials. Phys Rev C, 2000, 61: 031305.

[2] Millener D J. Shell-model description of Λ hypernuclei. Nucl Phys, 2001, A691: 93-100.

撰稿人：宁平治

南开大学物理科学学院

人类能在近期登上超重岛吗？

Can We Get into the Center of the Island of Superheavy Nuclei in the Near Future?

在 20 世纪 60 年代，核理论家们基于考虑了原子核壳层结构的理论模型预言了在 Z=114、120~126，N=184 附近存在一片寿命较长的核素区，即“超重核稳定岛”。自理论预言在核素图上存在超重核稳定岛以来，人们一直以巨大的热情进行超重核合成和研究的探索。超重元素的合成关系到一系列重大的基本科学问题，例如究竟存在多少种元素？超重元素核外电子是如何排列的？它们的化学性质是否符合元素周期表的外推？超重核素的寿命有多长？什么因素决定了它们的稳定性？等。

人们普遍认为 103 号以上的元素是超重元素。在 1969~1974 的五年间，美国 Berkeley 和俄罗斯 Dubna 实验室利用重离子熔合蒸发反应合成了 104、105 和 106 三种超重元素的几个同位素。在这些反应中形成的复合核具有较高的激发能，复合核退激时蒸发的中子数也较多。通常将这样的反应称为“热熔合”反应。人们发现要继续利用“热熔合”反应合成 106 号以上的元素，反应截面将变得非常小。因此，新元素的合成也不得不暂时停顿下来，以探索新的反应机制。1973 年，Dubna 小组利用 ^{40}Ar+^{208}Pb 证实了他们提出的以双幻核为靶以减少复合核的激发能，降低复合核裂变的竞争，提高重余核产额的想法。特别是当弹核也是双幻核时，蒸发余核的截面达到最大值。由于这种反应形成的复合核具有很低的激发能，只蒸发 1 ~ 2 个中子，因此被称为“冷熔合”反应。这种反应合成更重元素的有效性被 GSI 研究组后来的实验充分证实。德国 GSI 小组在 1975 年建成了重离子直线加速器(UNILAC)和重余核鉴别设备 SHIP，使得他们可以分离寿命短至几个 μs 的蒸发余核并测量其衰变。从 1981 年起，GSI 小组不断对其设备进行改进，利用 UNILAC 提供的强流 ^{54}Cr，^{58}Fe，^{62}Ni，^{64}Ni 和 ^{70}Zn 束流轰击 ^{208}Pb 和 ^{209}Bi 靶，先后合成了 Z=107，108，109，110，111，112 的 6 种新元素的一系列同位素[1,2]。最近，日本的 RIKEN 小组报道了他们利用直线加速器(LINAC，直流束强度可高达几个粒子微安，是目前世界上流强最高的用于超重核合成研究的加速器)以及改造后的充气反冲核谱仪，通过 ^{70}Zn 和 ^{209}Bi 之间的“冷熔合”反应合成了 113 号元素。在“冷熔合”反应中，所能合成元素的 Z 的大小主要取决于弹核的原子序数，其生成截面也随其原子序数的增加而呈指数下降，从 ^{54}Cr+^{209}Bi→^{262}Bh 的几百 pb 到 ^{70}Zn+^{208}Pb→^{277}112 的约 0.5pb。在目前的加速器流强和分离鉴别设备条件下，要利

用“冷熔合”合成 113 号以上元素几乎是不可能的。

近几年来，Dubna 研究组选择了利用双幻核 ^{48}Ca 轰击丰中子锕系靶，通过所谓的“温熔合”来产生接近理论预言的“超重核稳定岛”的长寿命核。该实验室在改进其加速器，提高束流强度，降低在离子源中的弹核同位素消耗量的同时，对其两台余核分离鉴别设备(DGFRS 和 VASSILISSA)进行了改进，提高对反冲余核的鉴别能力。经过一系列的预备实验后，于 1998 年底开始了 $Z>113$ 号元素的合成探索。他们先后用 ^{48}Ca 轰击 ^{244}Pu, ^{242}Pu，^{248}Cm, ^{243}Am 和 ^{249}Cf，成功合成了 114，115，116 和 118 号元素[3]。

尽管目前报道的实验结果已经合成到了 118 号元素(117 号未见报道)，但被确认的结果只到 112 号元素，113~116，118 号元素的确认需待进一步的验证实验。而且，所合成的这些超重核都集中在相对缺中子一侧，还远没有达到能够下结论说人们已经进入了理论预言的“超重核稳定岛”。

要冲击理论预言的“超重核稳定岛”，除生成截面极小所带来的一系列问题外，人们至少面临着两个方面的困难。① 就合成机制来说，无论是“冷熔合”还是“热熔合”(或“温熔合”)，现有能够使用的弹靶组合合成的蒸发余核的质子数可以达到稳定岛，但中子数还缺近 10 个。也就是说，不寻找新的反应机制已经找不到合适的弹靶组合。② 就鉴别手段来说，目前所采用的α衰变关联测量技术，只适合于寿命在微秒到分钟且具有α放射性核的鉴别。而对于稳定岛上的核素，其寿命可能更长也未必一定具有α放射性。因此，寻找新的分离鉴别技术路线势在必行。

针对上述两个困难，人们已经开展了一些探索性研究。就第一个困难，国外实验室主要考虑的是通过产生强流的丰中子放射性核素作为炮弹，轰击丰中子的锕系核素的靶，继续沿用熔合蒸发机制来逼近“稳定岛”上的核素。这就需要建造强流放射性束加速器，同时在物理上需要探讨弱束缚的放射性核素与重靶核的碰撞机制。这方面的研究还在很初步的阶段。就第二个困难，德国 GSI 小组和 Dubna 小组正在致力于研发“稳定岛”上核素质量的测量技术。目前，还没有切实可行的对超重元素进行核电荷数 Z 和质量 A 直接进行鉴别的单原子探测技术路线。

虽然人类在近期要登上“超重核稳定岛”还面临着一系列技术困难，但是世界上主要的科技强国都投入了巨大的人力和物力探索“超重核稳定岛”。因此，我们可以预期挑战与机遇并存，所面临的困难将被逐步突破，从而取得重大进展。

参 考 文 献

[1] Hofmann S. New elements - approaching Z = 114. Rep Prog Phys, 1998, 61: 639.
[2] Armbruster P. Nuclear structure in cold rearrangement processes in fission and fusion. Rep Prog

Phys, 1999, 62: 465.
[3] Oganessian Y T, Yeremin A V, Popeko A G et al. Synthesis of nuclei of the superheavy element 114 in reactions induced by 48Ca. Nature(London), 1999, 400: 242.

撰稿人：周小红
中国科学院近代物理研究所

强流离子辐照下的损伤形成与演变有何特点

Damage formation and evolvement in materials
induced by intense pulsed ion beam

强脉冲离子束(Intense pulsed ion beam, 缩写为 IPIB)，或称高功率短脉冲离子束(High power pulsed ion beam, 缩写为 HPIB)，指具有高流强密度、高功率密度，同时具有高能通量的亚微秒~微秒脉冲离子束。与传统的离子束、电子束、激光束不同，强脉冲离子束辐照表面时，由于离子束在时间与空间上高度压缩，材料表面可获得极高的沉积功率密度，达 10 W／cm 以上，束流密度几十 A／cm2_一几百 A／cm ，脉冲宽度几十 ns 一 s，离子能量几十 keV— 几 MeV，功率密度 106_一 10 W／cm ，(峰值)能通量密度 10-1．-10 J／cm2,pulse。因此受到辐照的固体材料表面经历了快速升温、熔融、气化、烧蚀及快速固化等一系列非平衡物理、化学演变过程，尤其是表面物质的气化烧蚀所产生的强烈反冲作用，在材料表面形成强烈的冲击并在靶体内部传播。这种冲击作用根据其强度的不同，对材料既可产生层裂等破坏影响，又可与材料表面所经历的强烈的温度变化过程相近，对于材料的强化作用有着显著的影响。这使强脉冲离子束成为一种独特的新冲击源，在材料加工、制造、表面处理等领域具有广泛的应用前景，如：表面硬化、抛光、微裂纹修复、形成耐磨损、抗氧化、抗腐蚀表面层、表面清洗、表面成膜、亚微米颗粒制备等，因此需要从理论和实验两种途径开展对强脉冲离子束冲击作用的研究 。

强脉冲离子束材料表面改性技术是正在发展中的新的材料表面改性技术。由于它除了离子注入的元素掺杂效应外，其更可利用强脉冲能量沉积诱发的热力学效应，突破离子射程对改性层厚度的限制，并高效利用离子剂量和能量，成为新一代低成本、高效率、高生产率、实用化的离子束材料改性与合成工艺。

经适当的选择 IPIB 的功率密度和脉冲宽度等参数，可将其用于各种不同的表面改性工艺，如：半导体离子束注入和退火、金属表面辐照改性(表面抛光及表面清洗、提高表面硬化及耐磨损性能、提高抗高温氧化性及耐腐蚀性)、烧蚀镀膜与纳米粉末制备、膜/基体混合及表面合金化等技术。

从目前所做的研究来看，IPIB 辐照的结果对于强脉冲离子束的束流参数有很强的依赖关系，虽然目前通过 Monte-Carlo 模拟和热力学计算可以对束流参数的选择提供一定的依据，但这种计算结果仍是粗略的估计，在实际应用中还需要针对各种具体材料通过实验找到最优的束流参数，特别是 IPIB 混合涉及二元甚至多元系

统，对它的认识还不够全面和深入，有待进一步的理论和实验研究。

参 考 文 献

[1] A.D.Pogrebnjak, Phys.Stat.Sol. (a), 1990, 117:17-51.
[2] A.D. Pogrebnjak, V.T. Shablya, N.V. Sviridenko, A.N. Valyaev, S.V. Plotnikov, M.K.Kylyshkanov, Surf. Coat. Technol., 1999, 111:46 50.
[3] B.X.Han, S.Yan, X.Y.Le, W.J.Zhao et al, Surf. Coat. Technol., 2000, 128-129:387-393.
[4] R. T. Hodgson, J. E. E. Baglin, R. Pal, J. M. Neri, Appl. Phys. Lett. 1980, 37(2):187-189.
[5] J. E. E. Baglin, R. T. Hodgson, W. K. Chu, J. M. Neri, NIM B191, 1981, 169-176.
[6] A. L. Stepanov, R. M. Bayazitov, D. E.Hole, Philosophical Magazine Letters, 2001, 81(1):29-38.

撰稿人：王宇钢
北京大学

耦合常数的解析延托方法对变形原子核的共振态是否适用？

Is the Analytic Continuation of the Coupling Constant Method Suitable for Resonance in Deformed Nucleus?

1985 年日本物理学家 I. Tanihata 首次在 ^{11}Li 中发现的中子晕现象[1]，促进了 20 世纪末及 21 世纪初世界范围内新一代放射性核束装置建造，使得奇特原子核的研究受到广泛关注。所谓奇特原子核，指那些接近质子或中子滴线、寿命较短、中子数与质子数比为极值的原子核。这些原子核都表现出一些与稳定原子核完全不同的奇特性质，如晕现象(核子像薄雾般弥散在核外)等。

随着新一代放射性核束装置的建造和运行，实验上已经或者将要观测到许多远离稳定谷的奇特原子核。这些奇特原子核不仅拓展了原子核的核素图，而且还有许多不同于稳定原子核的特征，如弱束缚、低密度等。特别是当那些接近质子或中子滴线的原子核，由于对关联效应，会耦合处于连续谱区的共振态。因此，如何基于对稳定原子核的认识所建立的理论模型，推广用于描述那些涉及束缚态和共振态、处于弱束缚、密度分布高度弥散的奇特原子核性质，是当前核物理面临的重要挑战之一。对于处于近质子滴线核区的原子核，通常认为发射的质子处在母核的一个共振态上，因此共振态的性质直接决定了质子发射过程。

所有关于接近质子或中子滴线的原子核的奇特现象，都和共振态问题的研究密切相关。为了研究这些奇特核，基于平均场所建立的连续谱 Hartree-Fock-Bogoliubov 理论，不仅可以正确考虑束缚态和共振态的贡献，给出 ^{11}Li 中发现的中子晕现象的解释，而且还证明了来自连续谱区的共振态的贡献，预言新的奇特现象，如巨晕等[3~5]。应该指出，目前用于研究原子核的奇特现象连续谱 Hartree-Fock-Bogoliubov 理论，由于其求解的复杂性，大多只限于球对称情况。

另一方面，有证据表明，形变效应在奇特核的描述中起着重要作用，如单中子晕 ^{11}Be，其核心 ^{10}Be 的四极矩为 229mb。对于质子发射，形变同样起着重要的作用[6]。为了准确描述奇特核的性质，形变的单粒子共振态的求解就愈发显得重要。

目前，单粒子共振态的求解方法主要分为两类：一种是直接求解散射问题，从而得到共振态的信息(共振能量，宽度及波函数)，如散射相移法、R 矩阵理论等；另一种就是将求解共振态问题转化为求解束缚态问题，然后通过一定的近似方法得到共振态的信息，如耦合常数的解析延托(ACCC)方法[7]、实稳定方法[8]等。

这些方法在球形体系中都得到了很好的发展和应用。特别是对 ACCC 方法，它通过在吸引势中引入耦合常数，把共振态问题转化为求解束缚态问题，再通过解析延托求出共振能量，宽度及波函数。对于球形体系，该方法直观，而且简单易行。能否将 ACCC 方法推广到形变情况，推广过程中会遇到什么困难，如何解决所遇到的困难等，这些都是值得探讨的问题。

参 考 文 献

[1] Tanihata I, et al. Phys Rev Lett, 1985, 55: 2676.
[2] Riisager K. Rev Mod Phys, 1994, 66: 1105.
[3] Meng J, et al. Prog Part Nucl Phys, 2006, 57: 470.
[4] Meng J, Ring P. Phys Rev Lett, 1998, 80: 460.
[5] Meng J, Ring P. Phys Rev Lett, 1996, 77: 3963.
[6] Woods P J, et al. Annu. Rev. Nucl Part Sci, 1997, 47: 541.
[7] Zhang S S, et al. Phys Rev C, 2004, 70: 034308.
[8] Zhang L, Zhou S G, Meng J, et al. Phys Rev C, 2008, 77: 014312.

撰稿人: 孟　杰　李志攀
北京大学物理学院

年轻超新星遗迹与钛 44

Young Supernova Remnants and ^{44}Ti

超新星遗迹中富含早先通过恒星内部核合成产生的重元素,这些重元素中的一部分最终会成为形成类太阳系物质的原料,它们的含量蕴含了恒星晚期演化的重要信息。在大质量(8 个以上太阳质量)恒星的核坍缩爆炸标准模型中，超新星爆发将会释放钛 44，这些钛 44 将会以 60 年的半衰期衰变成钪 44，钪 44 再以 5.7 小时的半衰期迅速衰变成稳定的钙 44，因此我们在爆后几百年的时间内可探测到它们在衰变过程中产生的硬 X 射线和伽马射线。由于钛 44 的半衰期较短，它可以作为超新星爆发前身大质量恒星的内层物质(形成致密天体——中子星或黑洞物质的上一层)分布的探针，可以用来推断前身恒星的星族类型。在银河系内，大质量恒星主要形成于银盘上并且在内部区域比较多,因而钛 44 的源很可能就分布于这些区域。

但是，围绕着钛 44 有两个悬而未决的问题。① 银河系内实测到钛 44 的年轻超新星遗迹太少。如果河内能平稳地每百年有 3 次超新星爆发，那么当前应有多个年轻遗迹可探测到钛 44 的辐射。但是目前唯一确证的钛 44 的超新星遗迹辐射源只有 Cas A(年龄约为 340)(图 1)，而且它的银经为 112°，不在银河系内区。目前另一个年轻超新星遗迹 Vela Jr.(年龄 660 年上下)也可能存在钛 44 辐射的迹象，即使能被确证，为数仍然太少。已有的两次对钛 44 伽马辐射的大范围巡天观测，都没有探测到预期起源于超新星遗迹的钛 44 点源(考虑点源是由于其半衰期很小)。② 现有恒星化学演化模型计算出的元素丰度绝大多数(轻于镓的)与太阳系内的元素丰度相符，但是计算出的每次核坍缩爆炸产生的钛 44 不到 10^{-4} 太阳质量，据此得到的钙 44 的丰度只有太阳系内实际值的 1/3。

对于第一个问题，学者们认为，要么过去几百年来银河系内的核坍缩爆炸少得匪夷所思，要么很可能钛 44 并不仅仅起源于大质量恒星的核坍缩爆炸，还有其他类型的超新星来源。对于第二个问题，学界认为，如果核坍缩爆炸产生的钛 44 在理论计算方面实在超不过 10^{-4} 个太阳质量，那么要么是公认的大约每百年 3 个超新星的爆发率太小了，要么是钛 44 及钙 44 另有来历。两个问题似乎都指向了另一种可能的超新星。目前一些学者提出吸积氦壳层的亚钱德拉塞卡质量的白矮星爆发——所谓的氦帽 I_a 型超新星——可能产生了大部分的钛 44，这种设想和理论有待更多的证据来检验，如测定碳化硅尘粒中间钙 44 与钙 40 的含量比值来与理论值相对照。我们还需要下一代更灵敏的伽马射线望远镜和硬 X 射线望远镜，来测定河

内钛 44 辐射分布，并且力图探测到更多的有钛 44 辐射的超新星遗迹，来得到关于钛 44 的产生机制的更确切的结果。有关钛 44 的问题如能解决，将会加深我们对银河系化学演化的理解。

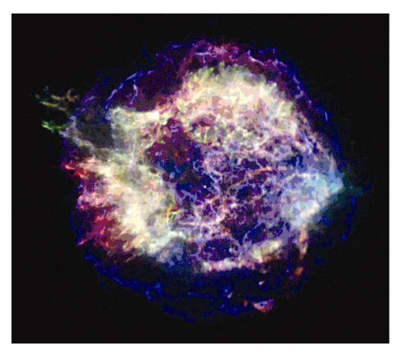


图 1　Cas A(仙后座 A)超新星遗迹的 Chandra X 射线图像

参 考 文 献

[1] Ahmad I, Bonino G., Castagnoli G C, et al. Three-laboratory measurement of the ^{44}Ti half-Life. Phys Rev Lett, 1998, 80: 2550.

[2] Goerres J, Meibner J, Schatz H, et al. Half-life of ^{44}Ti as a probe for supernova models. Phys Rev Lett, 1998, 80: 2544.

[3] The L S, Clayton D D, Diehl R, et al. 450: 1037 Are ^{44}Ti-producing supernovae exceptional. A&A, 2006, 450: 1037.

[4] Timmes F X, Woosley S E, Hartmann D H, et al. The production of ^{44}Ti and ^{60}Co in supernovae. ApJ, 1996, 464: 332.

[5] Woosley S E, Weaver T A. Sub-Chandrasekhar mass models for type Ia supernovae. ApJ, 1994, 423: 371.

撰稿人：陈　阳　周　鑫

南京大学天文系

纳米核孔能用于生物分子的检测吗

Can track-etched nanopore be used for biomolecule detection?

生物纳米技术作为当前多学科交叉的前沿领域，已经被美、日、德等国家列入其国家重点发展领域。中国也将生物纳米技术列入了重点研究领域，国家“十五规划”，“863 计划”，“973 计划”和自然科学基金均设立了纳米生物技术主题和重大项目。

如何快速，准确，可靠，方便地获得有用的生物信息和数据，揭开生命结构和生物体系复杂性的面纱，是当今生命科学中的一个根本性问题。由于纳米通道在几何尺寸上与生物分子相近，利用纳米通道作为生物传感器和传感器载体在分子水平上对组成和调控生命体系结构和运行的离子，生物分子和小分子，比如 K^+，Ca^{2+}，蛋白质，核酸等，进行检测和分离，甚至在合成的纳米通道体系内模拟某些生物体系的结构和功能，都逐渐成为来自生命科学，化学以及物理学等领域科学家们的兴趣所在和研究热点。纳米核孔膜因其制备方法简单，不需要太多专门设计而昂贵的设备，却能够被制成高效的化学及生物化学分析器件，多年来一直成为纳米技术应用领域一块引人注目的平台。

基于孔径与生物分子尺寸相当(1—4nm)，且单分散性好的纳米核孔膜，科学家们开发了一种高灵敏的电化学检测方法。用一片纳米核孔膜将两边电解质溶液隔开，跨膜加一外电场，来检测通过膜上纳米孔的电流。在该电场的作用下，令待检测的溶解在电解质溶液中的生物分子通过纳米核孔，待检测分子在通过与其尺寸相当的纳米孔时，会对穿孔电流有一个瞬间的阻滞，通过检测这个阻滞信号的幅度，时间和频率，再辅以相应的模拟计算，可以对待检测分子的种类，尺寸，浓度，荷电情况等物理，化学性质作检测。另外，基于纳米核孔的尺寸，材料的荷电情况，也可以对不同大小，不同荷电情况以，及具有不同 PI 值(分子等电点，也就是生物分子所带电荷为零时所需要的环境溶液 pH 值)的生物分子进行选择性分离。目前应用这种方法，已经可以把检测限降到 10pM 左右。

对于不同大小的分子，使用相同孔径的核孔膜，较大尺寸的分子很难或者不能通过纳米孔道，而较小的分子可以很容易地通过，从而实现对于分子种类的选择性分离。对于带有不同电荷的分子，由于纳米孔道壁上一般带有负电荷，对于中性和带正电荷的生物分子或阳离子有选择性输运，对待负电的分子或阴离子则会有阻滞，因此可以实现不同荷电情况的生物分子分离。通过调整环境溶液的 pH 值，可

以使 PI 值最接近环境溶液的 pH 值的生物分子得到最大的选择性输运。另外，在纳米孔道的基础上,再进行分子识别(MRA)分子的修饰,可以实现对特定分子识别,比如使用biotin修饰的纳米孔道可以对含有 streptavidin 蛋白的体系进行高敏感的检测，修饰有 DNA 序列片段的纳米孔道还可以用来做序列对比检测，精确度可以达到一个 base pair。

基于上述原理，目前已经有可以商业化应用潜质的基于聚碳酸酯(Polycarbonate)薄膜的纳米核孔膜来进行生物分子的检测,分离和相应的化学分析。聚碳酸酯薄膜利用现有加速器产生的荷能重离子或者反应堆产生的裂变碎片进行轰击,在基底上留下损伤。再经由化学刻蚀的方法将损伤区域刻蚀成圆柱形纳米孔道,孔道的直径最小可以达到 10nm,孔密度一般在 $10^8/cm^2$。应用化学镀金的方法,将孔内壁沉积一层金，可以有效地缩小孔径至所需的分子尺度(1-5nm)，同时也可以利用这层金作进一步的化学和生化修饰，比如 DNA 分子或者含有分子识别(MRA)功能的基团。

目前,应用纳米核孔膜进行生物分子检测的可能性,可靠性以及高灵敏度已经被多次地在实验室阶段被论证,新的检测和分离机理和方法也在不断涌现,但是要完成从实验室到实用化这一阶段性的跨越,科学和技术工作者们还有相当一段路要走，比如，高选择性(high selectivity)和高流量(high flux)的矛盾问题，目前，还只能是在牺牲流量的基础上提高选择性,这种方法虽然大大提高了检测的灵敏度,但是，因为流量小，牺牲了检测时间，给实际已应用造成了困难。在这样一个令人兴奋又充满挑战的领域里，纳米技术的发展，必将再次推动生命科学的革命。借助纳米技术,在不远的将来,人们不仅能够从分子水平上给生命进程一个更清晰的图像,在未来的疾病检测、药物输运与释放等领域，纳米技术与生物科学的结合也将会有更广阔的应用前景。

参 考 文 献

[1] Punit Kohli, Marc Wirtz and Charles R. Martin，Electroanalysis, 16, 9(2004) .
[2] Lane A. Baker, Youngseon Choi and Charles R. Martin，Current Nanoscience, 2, 243(2006) .
[3] Charles R. Martin and Zuzanna S. Siwy，Science, 317, 331 (2007) .

撰稿人：王宇钢
北京大学

聚变堆结构与功能材料的特性

The Characteristic of Structure and Function Material in Fusion Reactor

2006年11月21日,国际热核聚变实验反应堆(international thermonuclear experimental reactor，ITER)计划正式在巴黎签署。国际聚变能研究的目标是将在 2035 年左右建造一个试验反应堆 DEMO，然后在 2050 年建造第一个商业化聚变堆。与此同时，国内的两台聚变装置 EAST 和 HA－6A 也点火成功。随着 ITER 的启动，国内外聚变能源相关的各项研究进入了“快车道”。由于裂变堆材料及目前 ITER 的备选材料都无法满足未来商用聚变堆的建设和长期安全运行对材料的要求,能否研发出合格的聚变堆结构与功能材料已成为聚变堆能否商业运行的关键因素。

聚变堆中所使用的材料大致分几个方面：

(1) 结构材料——要求有好的抗辐射性能和良好工艺性能，要在高温下仍保持一定的强度。在概念设计中采用的有铌、锆、钼、钡及不锈钢等。但钼焊接性能很差，不适于做大结构件。目前设计中常用的仍是高温合金钢和不锈钢。

(2) 包层材料——用锂盐类、氧化锂、液态锂等含锂材料来增殖氚；用铍增殖中子；反射导用高纯石墨；冷却剂用氦、液态钠等。有时采用液态锂自身作冷却剂。

(3) 屏蔽材料——重混凝土、铁和铅(衰减高能中子和吸收γ射线)；含氢物、石蜡和水(用以慢化中子)；硼(用以吸收中子)。

(4) 磁体材料(惯性约束聚变堆没有磁体)——常温导体有铜和铝；超导体有铌钛、铌铝、铌三锡和钒三镓等等。

(5) 绝缘材料——无相类有陶瓷、云母、玻璃丝布等；有机类有环氧树脂、聚酯薄膜、聚酰亚胺等。目前国内外采用纤维增强的无机复合材料。这种材料具有韧性好，耐高温高强度和高模量等优点，同时往往具有耐辐射和粒子轰击的能力。

ITER 及后续的聚变反应堆中的材料除需要经受极其高的温度以外，还需要经受强辐照所产生的损伤。堆材料的损伤主要由高能中子弹性碰撞引起材料原子的离位所造成。此外，由于核反应产生的 He/H 等引起的材料性质变化是另外一个重要的辐射损伤效应，如何降低气泡的产生，是一个非常重要的课题。如由(n, α)、(n, p)反应生成的氢、氦，对于聚变堆第一壁和包层材料而言,速率为 $400\sim2000\times10^{-6}$/1MW 年/m^2，氦为 200×10^{-6}/年、氢为 1000×10^{-6}/年，碳化硅中的氦将是金属中的 4~5 倍，可达 1000×10^{-6}/年。金属构件中 He 的原子份数浓度将高达 0.6%，而碳化硅构件中 He 的原子份数浓度将高达 3%[1~3]。

因此，对于聚变堆系统而言，结构和功能材料由于高浓度辐照缺陷和核反应产物的积累会发生严重的肿胀和脆化，从而导致核心部件以及连接结构材料性能的整体下降，缩短了聚变堆系统大量部件的服役寿命。这样一种极端环境是人类前所未有的，应用于该环境下的材料也是材料科学研究前所未遇的挑战。与此同时，对于聚变堆新材料研究而言，目前没有和未来的工作环境类似的试验装置来对材料进行测试，尤其是高达 200dpa 的材料损伤，现在的所有设备提供的中子辐照都不能满足要求。

国际学术界新近提出并认为最有前景应用于商用聚变堆的结构与功能材料有：碳基材料(特别是碳纤维)、纳米结构材料(特别是弥散的纳米颗粒/纳米孔洞结构材料)及功能分离的多层复合材料等[4]。

参 考 文 献

[1] Cottrell G A, Baker L J. Journal of Nuclear Materials, 2003, 318: 260.
[2] Cook I. Nature Materials, 2006, 5: 77.
[3] Little E A. Materials Science and Technology, 2006. 22: 491.
[4] Stoneham A M, Matthews J R, Ford I J. J Phys Condens Matter, 2004, 16, 2597.

撰稿人：王宇钢
北京大学物理学院

近库仑势垒重离子反应的异常现象

Anomalous Phenomena of Heavy-Ion Reactions Around Coulomb Barrier

随着 20 世纪后期放射性核束的出现，利用弱束缚核(包括晕核)引起近库仑势垒重离子反应成为可能。这种核的价核子具有小的结合能，在核的碰撞过程中容易破裂，破裂道的强耦合，会改变其他反应道的通量。因此研究弱束缚核破裂过程对近库仑势垒的散射和熔合反应机制和动力学的影响受到相当的关注[1] 。这里有可能观测到新现象和在量子隧道中出现新的结构效应。

20 世纪 90 年代，理论上关于弱束缚核破裂对近库仑势垒重离子熔合反应的影响做出完全相反的预言，一种理论预言熔合截面减小[2,3]，另一种理论预言熔合截面增大[4]。随后，Hagino 等[5]预言垒下截面增大，而垒上截面减小。经过十多年的实验研究，给出的结果是不一致的。比如，在 $^{6}He+^{209}Bi$，^{238}U[6]和 $^{132}Sn+^{64}Ni$ 等[7]熔合反应中观测到熔合截面增大；而在 $^{9,11}Be+^{209}Bi$ 和 $^{17}F+^{208}Pb$ 等[8]熔合反应中观测到基本上与理论一致。最近，Raabe 等[9]重新测量 $^{6}He+^{238}U$ 系统，采用裂变碎片与 α 粒子关联，实现将全熔合与非完全熔合事件分开，结果表明垒下熔合没有增强。目前看来，垒上熔合截面有压低趋势，垒下熔合截面难以做出结论。

20 世纪 80 年代中期，在稳定体系的重离子弹性散射中观测到光学势的阈异常现象[10]，这是入射道与碰撞核内部自由度耦合在光学势中的反映。当碰撞能量降至反应阈能以下，许多反应道关闭，在阈能附近随着能量降低，出现光学势的虚部值减小，而实部值上升成峰，即光学势阈异常，用色散关系解释。近年来，实验上利用弱束缚核弹性散射，如 $^{9}Be+^{64}Zn$，^{209}Bi 等，抽取光学势，发现在反应阈能附近随着能量减小光学势虚部值上升，而实部势出现与正常阈异常的不同变化，这种新的异常称为破裂光学势阈异常[11]，还有待理论解释。

近年 Newton 等[12]在分析 46 个系统的精确垒上熔合截面数据中，揭示光学势弥散参数 a 随弹靶核 Z_PZ_T 增加而增大，对 $Z_PZ_T<1000$ 的系统，a 值从 0.75fm 变到 1.5fm。这与系统分析弹性散射数据得出 $a\approx0.63$fm 不一致。这个异常可能反映描述库仑势垒内部的核势不恰当，或者涉及反应动力学的问题，目前理论上对该异常起因完全不清楚。

近年来，姜承烈等[13]在测量 $^{60}Ni+^{89}Y$ 等系统的极深垒下熔合截面中，观测到实验截面值小于常规耦合道的理论值，实验熔合激发函数斜率在半对数坐标系中比理论的斜率下降得快，他们引入一个能量与截面乘积的对数微商 $L(E)$ 来讨论这个

异常，观测到 L 值随能量减小而上升，这些与常规耦合道理论的结果是不一致的。Hagino 等[14]用耦合道理论计算 ^{58}Ni+^{58}Ni 系统，指出斜率的能量依赖部分原因是由于库仑势垒的非对称性引起的，为了解释异常，要求增大核势弥散参数。 最近，Esbenshen 等[15]提出在核势中加入核不可压缩效应，用包含声子激发的耦合道理论基本上重现了 ^{64}NI+^{64}Ni 的结果。新近，Dasgupta[16]等重新精确测量了 ^{16}O+^{208}Pb 的裂变截面和蒸发残物截面，观测到能量与熔合截面乘积的对数微商确实上升，但低能端略有偏折的趋势。他们用常规耦合道理论和标准的核势弥散参数 a=0.66fm 不能重现实验结果，为了重现实验结果，要求加大弥散参数 a 值，但得出垒上和垒下的 a 值各异，这是不合理的，这对理论提出了挑战。因为在极深垒下能区熔合，耦合道效应消失，有可能从此获得库仑势垒内部裸核势的知识，这有基础的意义，值得重视。

目前，国际上开始出现从完全耦合道理论框架[17]和推广的光学模型框架[18]来统一计算近库仑势垒弱束缚核的弹性散射、破裂反应、和熔合反应,虽然取得一定进展，但仍需进一步做大量工作。实验上还需要提供更多的精确数据，特别缺乏破裂反应的关联数据。为了实现理论上的统一计算，对实验和理论都提出了挑战。

参 考 文 献

[1] Canto L F, et al. Physics Reports, 2006, 424: 1-111; Keeley N, et al. Prog Part And Nucl Phys, 2007, 59: 579-630.

[2] Hussein M S, et al. Phys Rev C, 1992, 46: 377.

[3] Takigawa N, et al. Phys Rev C, 1993, 47: 2470.

[4] Dasso C H, Vitturi A. Phys Rev C, 1994, 50: R12.

[5] Hagino K, et al. Phys Rev C, 2000, 61: 037602.

[6] Kolata J J, et al. Phys. Rev Lett, 1998, 81: 4580; Trotta M, et al. Phys Rev Lett, 2000, 84: 2342.

[7] Liang J F, Signorini C. Int. J. Modern Physics E, 2005, 14: 1121.

[8] Rhem K E, et al. Phys Rev Lett, 1998, 81: 3341.

[9] Raabe R, et al. Nature, 2004, 431: 823.

[10] Lilley J, et al. Phys Lett B, 1985, 151: 181; Satchler G. Phys Rep, 1991, 199: 147.

[11] Gomes P R S, et al. Phys Rev C, 2005, 71: 034608; C, 2005, 71: 027602.

[12] Newton J O, et al. Phys Rev C, 2004, 70: 024605.

[13] Jiang C L，et al. Phys Rev Lett., 2002, 89: 052701; 2004, 93: 012701.

[14] Hagino K, et al. Phys Rev C, 2003, 67: 054603.

[15] Misicu S, Esbensen H. Phys Rev Lett, 2006, 96: 112701.

[16] Dasgupta M, et al. Fusion near and below the barrier: new results and challenges, FUSION06——reaction mechanisms and nuclear structure at the coulomb barrier//AIP Conference Proceedings, 2006, 853: 21-28.

[17] Rusek K, et al. Phys Rev C, 2004, 70: 014603.
[18] Kim B T, et al. Phys Rev C, 2004, 69: 064606; C, 2005, 72: 064602.

撰稿人：张焕乔
中国原子能科学研究院

极端丰中子中重核区核结构壳效应可能的弱化和消失

Possible Weakening and Disappearance of Shell Effects in the Extreme Neutron-Rich Nuclei

原子核是由几个到几百个核子组成的强相互作用量子系统,是人类研究物质结构的一个重要层次。原子核的结构、性质和动力学是核物理研究的核心内容。关于核的结构主要从其运动模式进行研究，目前认识到的原子核的运动主要有三类：平均场支配下的独立粒子运动(即核的壳层结构);与核的形变有关的集体运动(振动和转动)；以及核子关联产生的集团运动(核子对关联、α 集团等)。新的运动模式还在不断被发现，如各种形式的巨共振、新集体运动的模式、量子无规或量子混沌运动等。Mayer Jensen 因发展原子核壳模型，Bohr, Mottelson 和 Rainwater 因发展原子核的集体运动模型曾分别获得诺贝尔物理学奖；Arima 因发展原子核集体运动的相互作用玻色子模型而获得美国最高物理学奖。

在核素图上,自然界中稳定核的或长寿命的原子核约有 300 多种,稳定核的中、质数量比约为 $N/Z\approx1.6$。偏离这一比例(即丰中子或丰质子)的很多原子核会变得不稳定，这些不稳定核形成的边界线叫做中子滴线和质子滴线(意思是在这条边界线外再加中子或质子就会滴下来)。在这两条滴线之间理论预言可能存在的不稳定核素约有 6000~8000 种，称为放射性核素，它们参与天体演化和核素形成的过程，在地球上已不复存在,但可以用在加速器上进行核反应的人工方法产生。目前核结构的研究正向滴线核扩展，由于全世界建造的放射性束流加速器正不断投入使用，提供了远离 β 稳定线原子核(称为远离核)研究的极端重要条件，新的远离核不断被合成。目前尚不知道远离 β 稳定线的原子核$|N-Z|$有多大？中子和质子滴线在哪里？放射性束流核物理学已经成为世界性的科研前沿，也是我国科研的重点。极端丰中子核指的就是核素图上丰中子一侧最靠外的边缘处的核素，是最远的远离核。

壳模型是应用于幻数附近的核非常成功的一个核理论模型,由于考虑了所有核子的相互作用，所以它是量子力学下最基本的模型。壳结构理论虽然从一个侧面指出了原子核运动的一些特点，但从它诞生之初对自旋-轨道耦合的讨论中就可以看出，壳结构的解释是带有任意性的。只要自旋-轨道耦合引起的能级劈裂的程度有所改变，能级排列的秩序就会发生变化，从而填满壳层的核子数就会与幻数不符。

极端丰中子核结构壳效应的研究是近年来研究的一个前沿热点课题。与 β 稳

定线附近核相比它们具有很多不同的特点。首先，它们会变得非常的不稳定，其内部集团结构、多体关联、对关联和耦合等导致空间结构的显著变化；第二，寿命极短；第三，中子半径、密度，中子晕、中子皮厚度等呈现奇异分布；第四，出现很多新的物理现象，如新的壳模型幻数、新激发模式和新的衰变方式、新的形变区、新的库仑破裂机制以及核形状、大小、电磁矩的变化等。沿着同位旋自由度对原子核进行深入研究，不仅可以使我们充分了解核结构丰富多彩的性质，还会极大地推动核结构理论的发展。沿角动量自由度的研究表明，原子核可以有超形变、巨超形变。传统核结构模型所依据的核的饱和性、不可压缩性、幻数、深束缚能级结构、束缚态与连续态的分离等核的基本性质发生了显著的变化，从而提出了对原子核物理学基础理论作根本性变革的要求。

在极端丰中子轻核中[1~3]出现了大量的混合闯入者组态；某些核基核主要由闯入者组态组成；混合在不同粒子-空穴组态中发挥关键作用；对关联显著加强，带来较大的结合能等。导致幻结构发生奇异改变，在原来的幻数位置已不再是闭壳，而闭壳在新的中子数 N 处出现，也就是说一些传统的幻数消失，一些新的幻数就此产生。

对极端丰中子中重核，除了具有轻核结构的壳效应外，还有以下新的发现：① 在延伸到中子滴线的极端点，幻数处的壳结构显著地退化[3]；② 当逼近中子滴线，中子密度变得非常分散。束缚态与游离态之间强烈的相互作用，显示了壳效应在轻和中重系统中最终消失[4,5]；③ 非常大的长椭球四极形变(β_2=0.470)，并与最近的实验数据相符[6]；④ 中子滴线周围核的标量和矢量单极巨共振(GR)势被发现有极大的改变 [7]；⑤ 价中子半径和价轨道的结合能之间具有强烈的关联：价中子半径越小，最后被占据的中子轨道的结合能就越弱[8]；⑥ 文献[9]认为，所谓的经典幻数不必是普遍的，反而是局部性质的，因为随额外中子或质子的增加，它将随之消失。更明确地，幻数的幻性质被发现在很大程度上依赖于相对的有关同中异荷素的组成等。

由目前对极端丰中子中重核结构壳效应的研究可以看出，从丰中子核过渡到中子滴线核，无论是传统幻数附近的原子核，还是远离幻数的原子核，与 β 稳定线附近的核相比，壳结构表现出很大的不同。要么幻结构发生转移，传统的幻数消失，新的幻数产生；要么幻结构发生变化，幻数增多，壳密度增大。更主要的是，由于核内部各种相互作用变得更加强烈，能级数量大大增加，结构也更加复杂，传统的壳效应明显随之弱化和消失。这一结果为人们探索原子核新的结构模式创造了机遇、带来了新的突破口。相信在不远的将来，核结构实验和理论的研究将迎来一个阳光明媚的春天。

参 考 文 献

[1] Utsuno Y, Otsuka T, Mizusaki T, et al. Extreme location of F drip line and disappearance of the N=20 magic structure. Phys Rev C, 2001, 64: 011301.

[2] Otsuka T, Fujimoto R, Utsuno Y, et al. magic numbers in exotic nuclei and spin-isospin properties of the NN interaction. Phys Rev Lett, 2001, 87: 082502.

[3] Sharma M M, Farhan A R. Nuclear shell effects near the r-process path in the relativistic Hartree-Bogoliubov theory. Phys. Rev. C, 2002, 65: 044301.

[4] Hamamoto1 I, Mottelson B R. Pair correlation in neutron drip line nuclei. Phys. Rev. C, 2003, 68: 034312.

[5] Dobaczewski J, Hamamoto I, Nazarewicz W, et al. Nuclear shell structure at particle drip lines. Phys Rev Lett, 1994, 72: 082502.

[6] Blazkiewicz A, Oberacker V E, Umar A S, et al. Coordinate space Hartree-Fock-Bogoliubov calculations for the zirconium isotope chain up to the two-neutron drip line. Phys Rev C, 2005, 71: 054321.

[7] Hamamoto I, Sagawa H, Zhang X Z. Single-particle and collective properties of drip-line nuclei. Phys Rev C, 1996, 53: 765.

[8] Todd B G, Piekarewicz J. Relativistic mean-field study of neutron-rich nuclei. Phys Rev C, 2003, 67: 044317.

[9] Nayak R C. Disappearance of nuclear magicity towards drip lines. Phys Rev C, 1999, 60: 064305.

撰稿人：黄亚伟　许甫荣
北京大学物理学院

恒星中氢燃烧的点火反应

The Ignition Reaction of Hydrogen Burning in Stars

氢燃烧是恒星中热核聚变的第一阶段，它将 4 个质子转换成一个 ^{4}He 原子核，发射两个电子中微子并释放聚变能。氢燃烧从 pp 反应链开始，一般认为该链的点火反应是通过两质子非束缚体系的β^{+}衰变过程 $p+p\rightarrow d+e^{+}+\nu_e$($Q$=1.44 MeV) 合成氘。这一弱相互作用过程是主序星中产生能量和中微子的主要来源，对恒星演化和所有后续的元素合成有重大影响。 同时，因其天体物理能区的反应截面大约在 10^{-47}cm^2 量级(比典型核相互作用的低 20 多个量级)，因而对氢燃烧阶段和恒星演化的总时标起决定性的作用。由于反应率极低，迄今还没有人测量过，目前用的反应率是根据弱相互作用理论计算的。最早从理论上研究这个反应的是 Bethe 和 Critchfield，其后不断有人进行改进。1962 年，Blatt 和 Weisskopf 基于一级微扰理论给出了它的微分截面表达式。当恒星温度为 15×10^{6} K 时，$p+p\rightarrow d+e^{+}+\nu_e$ 反应率$\langle\sigma v\rangle_{pp}=1.19\times10^{-43}$cm^3/s。假定太阳内部是氢和氦的等质量混合物($X_H=X_{He}=0.5$)，密度$\rho=100$g/cm，则一个质子免于被燃烧成氘的平均存活寿命是 0.9×10^{9} 年，它与太阳的年龄在同一量级，相当于已知的最老恒星的年龄。正因为 pp 反应链的第一个反应是弱相互作用过程(以及在某种程度上因为库仑势垒穿透概率很小)，恒星才非常缓慢地消耗它们的核燃料，并得以存活到现在。

关于 $p+p\rightarrow d+e^{+}+\nu_e$ 是否是主要的点火反应，理论上有不同的观点。有人提出 PEP 反应，即 $p+e^{-}+p\rightarrow d+\nu_e$ (Q_s=1.44 MeV)是恒星氢燃烧的另一个点火反应。Bahcall 和 May 的理论计算得出的这一反应的截面比前一反应的低好几个量级，因而认为它不会在氢燃烧中起重要作用，可是它产生的 1.44 MeV 单能中微子对高能太阳中微子有一定的贡献。与他们的估计相反，最近 Kurucz 的理论分析指出，恒星环境中 pp 反应的库仑势垒穿透实际上是三体过程，该过程受到一个与发生碰撞的质子相互作用的荷能电子的显著影响。电子参与反应使库仑势垒降低，导致势垒穿透概率增加几个量级。由于电子贡献了其部分动能，PEP 反应的点火温度明显低于 $p+p\rightarrow d+e^{+}+\nu_e$ 反应的点火温度。考虑这种有电子参与的三体效应后，当太阳中心温度接近 10×10^{6} K 时，PEP 反应产生的太阳光度和中微子发射率就可以与忽略该效应时 15×10^{6} K 温度条件下 $p+p\rightarrow d+e^{+}+\nu_e$ 反应产生的达到同样的水平。上述分歧表明，理论计算仍存在明显的分歧和相当大的不确定性。最新的数据库给出的 $p+p\rightarrow d+e^{+}+\nu_e$ 反应的天体物理因子是 $S(E)=3.94\times10^{-25}\times(1+11.7E+75E^2)$ MeVb。

尽管恒星中心高密度等离子体中的环境条件(必须考虑 Debye-Hückel 电子屏蔽效应)与加速器实验的条件有实质的差别，从实验上测量 $p+p \to d+e^{+}+\nu_e$ 反应的截面对约束理论计算无疑是有重要意义的。由于其反应截面近似正比于能量的 5 次方，在天体物理感兴趣的能区进行测量几乎是不可能的，但在较高能区是可能实现的。 当质子能量达到 100 MeV 时，截面大约为 3×10^{-15} b。如果测量发射的正电子，为避免来自重污染物核素的正电子本底，需要采用非常纯的氢靶。将产生几百 MeV 质子束的加速器与冷却储存环结合起来，可以得到相当于几 mA 的强流质子束，结合置于储存环中的高纯度喷流氢气靶，有望获得可测量水平的事件率。

恒星中氢燃烧的点火反应是影响恒星演化、核素合成、中微子产生和恒星寿命的具有最高重要性的难题，应得到足够的关注。

参 考 文 献

[1] Bethe H A, Critchfield C L. Phys Rev, 1938, 54: 248, 862.

[2] Blatt J M, Weisskopf V F. Theoretical Nuclear Physics. New York:Wiley, 1962.

[3] Bahcall J N, May R M. Astrophys J, 1969, 155: 501.

[4] Rolfs C E, Rodney W S. Cauldrons in the Cosmos. Chicago: The University of Chicago Press, 1988.

[5] Kurucz R L. A correction to the pp reaction. arXiv:astro-ph/0003029V2, 2000, 24.

[6] Liolios T E. Updating the nuclear reaction rate library (REACLIB). Ⅰ. Experimental reaction rates of the proton-proton chain. arXiv: nucl-th/0502013 v1, 2005, 3.

撰稿人：白希祥　柳卫平

中国原子能科学研究院

核介质下的中子耦合

Neutron Coupling in the Nuclear Matter Environment

对效应在很多费米系统中起着很关键的作用,在核物理中也是科学家研究的热点之一。自从利用放射性核束发现双中子晕核开始，原子核中价中子的耦合方式就一直是一个重要的话题。但是至今大家对于核物质中的价中子的耦合方式仍然很不清楚。

1985 年，I. Tanihata 在测量各种原子核与厚靶的相互作用时发现 ^{11}Li 有很大的相互作用截面。通过计算和实验测量截面相比较，发现了核表面晕的存在。具有中子晕的原子核是与稳定线附近深束缚的原子核很不同的强作用弱束缚体系,而且表面晕核子占有的轨道通常要求是角动量很低的轨道(s 轨道或 p 轨道)。对于像 ^{6}He、^{11}Li 这样的双中子晕核，还有一个特殊的性质就是核芯和两个价中子之间的非线性耦合，即它们内部任何两体均不束缚，但三体在一起却是束缚的。或者说，两个自由中子是非束缚的，但把他们放到一定的核环境下它们就束缚了，而且会变成空间上紧密结合的所谓双中子(di-neutron)。这从实验上表明中子－中子之间相互作用与背景有关。但理论解释仍然比较困难，目前为止基本上只能采用唯象的方法。

作为最轻的双中子晕核,^{6}He 是非常好的研究晕核结构的工具。1993 年,Zhukov 利用集团轨道壳模型 COSMA 计算 ^{6}He 的波函数,认为 ^{6}He 核芯 ^{4}He 外围的两个价中子可以耦合成“双中子态”(di-neutron)，再与核心结合；或者其中一个价中子先与核心耦合成集团，再与另一个价中子耦合，组成“雪茄型”(cigar-like)结构[1]。1998 年，G.M.Ter-Akopian 等人用质心系能量 60.3MeV 的 ^{6}He 打 ^{4}He 靶，通过弹性散射和转移反应研究 ^{6}He 的双中子结构。1999 年，Oganessian 等人通过比较简单的理论计算并与转移反应的实验数据比较，指出 ^{6}He 的价核子结构中，“双中子态”占主导地位，“雪茄型”的概率很小，同时给出了两个中子之间的距离和双中子到核心之间距离的二维概率分布图[2]。同年 R.Raabe 等人在更低能量下(质心系 11.6MeV 和 15.9MeV)进行 ^{6}He 打 ^{4}He 靶的弹性散射与转移反应实验[3]。D.T. Khoa 等人对以上三个能量的数据进行了系统的分析,特别是仔细考虑了一步转移过程和两步转移过程，以及激发态中间过程的贡献。他们得到的结论也是 ^{6}He 的价核子结构中“双中子态”占主导地位。

最近的研究表明，这种团结构与价核子离开核芯的距离有关，也就是与背景核物质密度有关[5]。当核芯提供的物质密度降到中心值的 0.2~0.4 倍时,两个价核子在

空间上会结合得很紧密，也就是从费米子对演变成玻色子。这当然是非常有趣的现象，涉及核的少体结构的演变，也可能涉及中子物质(比如中子星)的基本形态，因此特别值得从实验和理论两个方面深入研究。特别是将两个价中子扩展到 4 个价中子(如 ^{8}He、^{12}Be、^{16}C 等)，6 个价中子(如 ^{14}Be 等)，中子的耦合形态将更加有趣。最近，理论上有将 ^{8}He 作为一个 ^{4}He 核芯加上两个双中子对，也就是三个玻色子来处理的理论工作[6]，就是一种很有意义的尝试，但更重要的当然还是实验检测。

参 考 文 献

[1] Zhukov M V, et al, Phys Rep, 1993, 151: 299.

[2] Oganessian Y T, et al. Phys Rev Lett, 2007, 82: 4996.

[3] Raabe R, et al. Phys Lett B, 1999, 458: 1; Phys Rev C, 2003, 67: 044602.

[4] Dao T. Khoa et al, Phys Lett B, 2004, 595 : 193.

[5] Hagino K, et al, Phys Rev Lett, 2007, 99 : 022506.

[6] Yoshiko Kanada-En’yo, Phys Rev C, 2007, 76: 044323.

撰稿人：吕林辉　叶沿林

北京大学物理学院

核废料长期安全存储对材料有什么样要求

The Storage of Nuclear Waste Materials

现在各国的反应堆，绝大多数是热中子裂变反应堆(简称热堆)。从铀矿采集一直到核电站到期拆除，都会产生多种核废料。核废料的特征是：① 放射性，核废料的放射性不能用一般的物理、化学和生物方法消除，只能靠放射性核素自身的衰变而减少；② 射线危害，核废料放出的射线通过物质时，发生电离和激发作用，会引起生物体辐射损伤；③ 热能释放，核废料中放射性核素通过衰变放出能量，当放射性核素含量较高时，释放的热能会导致核废料的温度不断上升，甚至使溶液自行沸腾，固体自行熔融。

根据上面所述核废料产生的途径，可知处理核废料可以用分离的办法，使开采出来的低品位矿石浓缩成有用的核燃料，并且把经过焚烧后的未完全燃烧的燃料分离出来以备下次使用。其次，就是应该使燃料尽可能地充分燃烧，充分利用核资源。目前，核废料的处理一般采用海洋处理和陆地处理两种方法。多数国家采取的是海洋处理方法，即将核废料桶投入到选定海域 4000m 以下的海底去。陆地核废料处理则是将低放射性废料埋藏在浅层地表中，高放射性废料则埋藏在几千米以下的深层地壳中。其中对高(中)放射性核废料，多采用专门的容器，储存在密封池内，甚至经过压缩、固化装入不锈钢罐内，深埋于地下厚实的钢筋混凝土室内，但是因为这些核废料还会长期衰变，不断放热，易使容器变质受损，逸出放射性物质，并随着介质(水、气)的流动，污染环境，使核废料储库围岩介质的温度升高，影响岩体、水体的物理性质[1]。

对于陆地处理，不但耗资巨大，而且由于地壳运动，此种方法具有一定风险。海洋处理方法被采用得较多，世界上绝大部分核废料均被装入水泥或铅制的集装箱沉入海底，最初预测，此种集装箱的寿命不会少于 500 年。但人们发现，仅经过 25 年，核废料集装箱中的放射性物质已开始向海水中渗漏，此种方法的安全性也受到怀疑。其中，最重要的问题是，核废料的衰减期长达几十万年，无论是金属、玻璃、还是水泥，当前还没有一种人造材料能在自然界中存放这么久。

由于玻璃内部架构的混乱无序，能够容纳许多他种粒子的介入，它的网络结构可以接收大量各种成分,成为固定放射性和有害废料的理想基体材料，其产物形式非常稳定耐久。美国环保局已经把玻璃化技术指定为处理液态高浓度核废料的最佳示范技术。

对于这些需长期储存废料的固化玻璃材料的基本要求，包括化学性质必须极为

稳定，使有害废料能长期且稳定地被局限在结构中，不易浸滤出来；玻璃对于废料要有较高的溶解度，以降低所产生核废料玻璃的量，减轻后续处置、掩埋的负担；良好的热稳定性；须有较低的固化处理温度，以降低处理成本，及减小处理时废料中有害成分挥发的可能性。

基于这些基本要求，核废料固化玻璃主要以熔制温度较低的磷酸盐玻璃及硼硅酸盐玻璃为主。这些核废料玻璃在干燥的环境中，具有非常好的化学稳定性，但如果玻璃暴露在潮湿的环境中，如与地下水或潮湿土壤长期接触，仍有缓慢分解的可能。因此，目前科学家们正积极调配性能更优异的玻璃配方，用来固化这些危险的废料，或用来包封这些固化后的核废料玻璃。

为了更安全、更长久地掩埋核废料，首先让核废料液体通过一装满特殊物质的玻璃分馏柱。随后，将分馏柱燃烧，便能得到浓缩了的放射性核素的单一块状体。中子轰击下使得核素嬗变成稳定的元素，迫使它们分裂成安全物质或半衰期短的放射性原子，最后装入高强度混凝土容器中放进深井内永久储存。这种玻璃是一种高级陶瓷材料，这种材料与放射性废料融合在一起之后，能把废料封闭在岩石的结晶状结构中，其化学性呈惰性，在高温下变形小，抗渗透能力强，抗高温，隔热性能好。这些技术处理可以降低岩石周围的温度，减少水对岩石的渗透性，改变水温。

同时，人们还采取了多屏障防护系统，即通过设计使核素迁移若干层的人工及天然的屏障介质,从而使其辐射强度在接近生物圈的边界后能够衰减到安全的范围。目前国际上最为广泛地采用 3 重屏障防护系统。金属或混凝土存储容器——第一层人工防护层：是用混凝土或金属容器来储存固化的核废料，要求结构必须有防水、防腐蚀、隔热、无污染等有利于环境的物理化学特性。人工填充层——第二层人工防护层：在第一层防护层外围设置一定厚度的、柔软性好、遇水能膨胀、非常密实且透水性能低,较强吸附性和较好传热性的人工填充层。可以避免金属或混凝土与坚硬岩石直接接触来保护结构强度；透水性极低延缓了核素迁移的速度和迁移的时间；对地下水和容器进行化学隔离；将核废料衰变放出的热量有效地传递给岩石圈。第三层——自然岩层防护层：是和人工填充层接触的天然的母岩。对该层的选择要求具有有利地球化学环境和条件、稳定的长期的地质力学条件、较低的透水性能[2]。

参 考 文 献

[1] R C Ewing, W J Webert and F W Clinard. Progress in Nuclear Energy, 1995, 29: 63.

[2] W J Weber, Alexandra Navrotsky, Sergey Stefanovsky, Eric R. Vance and Etienne Vernaz. MRS Bulletin, 2009, 34: 46.

撰稿人：王宇钢
北京大学物理学院

电子与原子核散射

Electron Scattering on Atomic Nucleus

电子散射是研究原子核和核子结构的一种重要手段。电子散射用电磁相互作用的探针来研究强相互作用系统的结构。这个特点使得电子散射具有以下几个突出的优点：① 电子是轻子,其质量大约是核子质量的 1/2000 倍。因此，在散射过程中电子对原子核的扰动可以忽略。换句话说，电子能“看”到真实的原子核结构。② 电磁相互作用是完全已知的，它由量子电动力学(QED)完全描述。③ 电子与原子核内的电荷密度，电流密度相耦合。因此，所测量的物理量是完全明确的。

电子散射是一个十分有意义的课题。它的历史可以追溯到 1929 年 Mott 的工作。1929 年 Mott[1] 用 1928 年 Dirac[2] 刚刚提出的新运动方程——Dirac 方程推导出电子被点电荷散射的微分截面公式。该公式后来被称为 Mott 截面公式。接下来的几年人们用低能 (0.5~3 MeV) 电子对原子核的散射来检验 Mott 截面的正确性。其目的是以此来检验量子力学和 Dirac 方程。根据德布罗意公式，电子的波长与其动量成反比。低能电子的波长远大于原子核的尺寸。因此低能电子不能探测原子核的详细结构。随着加速器技术的提高，电子可以被加速到 100~200 MeV。电子的波长与原子核的尺寸相当。电子散射重新引起人们的重视。此时电子散射的主要目的是探测原子核的内部结构。原子核的有限大小会使散射截面偏离 Mott 截面的预言值。散射截面和 Mott 截面的比值称为形状因子。原子核内电荷分布的信息完全包含在形状因子之中。1953 年，Hofstadter 和他的合作者们用斯坦福大学的高能直线电子加速器研究了一大批原子核的电荷分布[3]。他们的工作使人们第一次切实看到原子核的形状。这些结果表明稳定原子核的密度分布有两个重要的特征：① 中心密度几乎是一个常量，因而，原子核的半径与原子核质量数 A 的 1/3 次幂成正比。② 稳定原子核的弥散度，即表面厚度几乎相同。Hofstadter 等人还发现他们的实验装置和现有的电子能量完全可以用于探测质子和中子的内部结构。他们发现质子和中子是相当复杂的复合体，而不是没有结构的点粒子 (或基本粒子)。 结果表明，质子和中子非常相似。它们不仅大小相等，磁形状因子也一样。他们的工作促使理论家们预言新型重介子的存在，后来这些重介子陆续被发现。 它们在传递核力方面起着重要的作用。Hofstadter 因为他在电子散射方面的开创性工作及对核子结构的研究而被授予 1961 年的诺贝尔物理学奖。

关于电子散射的诺贝尔奖还有一个，即深度非弹性电子质子散射[4]。当电子能量进一步增加到几个 GeV 时，人们可以对质子进行深度非弹性散射。所谓的深度

非弹就是指电子可以深入到质子内部，甚至可以把质子打碎。深度非弹性电子散射最重要的贡献就是揭示了质子内部的物质并不是均匀分布的，而是点状分布。这就为夸克模型提供了有力的证据。时至今日，深度非弹性电子散射仍然是一个热门课题。

电子散射的另一个重要的用途是探测原子核内的电流密度和磁化密度[5]。在单粒子壳模型下，核子趋向于配对。配对的核子互为时间反演态，对磁形状因子的贡献相互抵消，只有未配对的核子对磁散射有贡献。因此，磁电子散射可以测量价核子的单粒子波函数。因此，可以用于鉴定奇异核的基态组态[6]。

近年来，人们的研究范围从稳定核扩展到远离稳定线的区域。放射性核束(RIB)技术的发展为人们研究远离稳定线的核提供了良好的机会。放射性核束性质的研究在探索强相互作用的性质和理解元素的起源方面具有重要的意义。在丰中子区，中子的数目远大于质子数目。因此，最外层的中子所受的核力很弱，中子可以弥散到远离核心的地方。^{11}Li 是一个极端丰中子核。它由 3 个质子和 8 个中子组成。1985 年 Tanihata[7] 等人测量了 ^{11}Li 的相互作用截面。发现 ^{11}Li 的相互作用截面比相邻核的相互作用截面大得多。反常大的截面可能意味着大的物质半径或者大的形变。后来的研究表明，^{11}Li 是个球形核，大的截面来源于大的半径。现在知道 ^{11}Li 的物质半径几乎和 ^{208}Pb 的差不多。而它们的质量数差了将近 20 倍。这种反常大的稀薄的物质分布被形象地称为“晕”。类似于地球外面包着的大气层。更近一步的研究还发现，除了晕之外， 许多丰中子核具有厚的中子皮。如人们发现随着中数的增加 Na 的同位素的物质半径迅速增大。这些特征与稳定核的物质分布特点相违背。晕的存在说明同量异位素的半径不再相等，物质半径不再与质量数 A 的 1/3 次幂成正比。同位素链上半径的迅速增大说明表面厚度不再是常数。物质密度是原子核的最基本的性质之一。根据原子核的壳模型,物质密度提供了核子运动的平均势场。密度的突然改变必将引起核子能级分布的变化，从而影响原子核的其他许多性质。实验上已发现在滴线附近原子核出现了新的幻数。众所周知，幻数的存在是原子核壳模型提出的重要依据。壳模型能准确再现这些幻数是原子核壳模型被大家接受的重要原因。新幻数的产生和旧幻数的消失，对壳模型提出了严峻的考验。因此准确测量奇异核的物质分布是极其重要的。电子散射重新引起了人们的重视。目前，世界上许多国家。包括日本[8]、德国[9]等都在建造新一代电子-重离子对撞机。可以预测，21 世纪对不稳定核的电子散射将会成为核物理的一个重要课题。

电子散射的另一个重要的分支是宇称不守恒电子散射。自从 1989 年 Donnelly[10] 等建议用宇称不守恒电子散射测量中子密度以来，宇称不守恒电子散射引起了人们广泛的注意。这是因为中子密度的准确测量对核物理有着深远的影响。比如，旨在验证标准模型精度的原子宇称不守恒实验要求非常精确的中子半径。而现有的测量中子密度和半径的实验手段大多都是用强相互作用探针，误差较大，不能满足原子

宇称不守恒实验的要求。正如大家所知道的宇称不守恒与弱相互作用有关。根据电弱相互作用的标准模型,电子与原子核之间既可以交换虚光子发生电磁相互作用也可以交换 Z 介子发生弱相互作用。宇称不守恒就来源于电磁散射振幅和弱散射振幅之间的干涉。电子与原子核的弱相互作用主要对中子密度敏感。因此可以用于测量原子核的中子密度。目前，宇称不守恒电子散射的实验集中于对质子的研究。现在对较重的核至少对稳定核进行宇称不守恒电子散射的实验条件已经成熟。我们可以预计，在不久的将来人们就可以获得对稳定核的宇称不守恒电子散射的实验数据。我们甚至可以预测将来人们可以在新一代电子-重离子对撞机上实现对不稳定核的宇称不守恒电子散射实验。电子散射将是核物理的一个研究热点。

参 考 文 献

[1] Mott N F. The scattering of fast electrons by atomic nuclei. Proc Roy Soc, 1929, A124: 425.
[2] Dirac P A M. The quantum theory of the electroni. Proc Roy Soc, 1928, A117: 610.
[3] Hofstadter R. Electron Scattering and Nuclear Structure. Rev Mod Phys, 1956, 28: 214.
[4] Taylor R E. Nobel lecture: deep inelastic scattering: the early years. Rev Mod Phys, 1991, 63: 573.
[5] Donnelly T W, Sick I. Elastic magnetic electron scattering from nuclei. Rev Mod Phys, 1984, 56: 461.
[6] Dong T K, Ren Z Z, Guo Y Q. Elastic magnetic form factors of exotic nuclei. Phys Rev C, 2007, 76: 054602.
[7] Tanihata I, et al. Measurements of Interaction cross sections and nuclear radii in the light p-shell region. Phys Rev Lett, 1985, 55: 2676.
[8] Wakasugi M, et al. Novel internal target for electron scattering off unstable nuclei Phys Rev Lett, 2008, 100: 164801.
[9] Simon H. The ELISe Experiment at FAIR. Nucl Phys A, 2007, 787: 102c.
[10] Donnelly T W, Dubach J, Sick I. Isospin dependences in parity-violating electron scattering. Nucl Phys A, 1989, 503: 589.

撰稿人：董铁矿　任中洲
南京大学物理系

低能离子生物效应是由直接作用引起的吗？

Whether or Not the Biology Effect of Low-Energy Ionizing Radiation Is Mainly the Direct Damage?

20 世纪 80 年代，中国科学家发现了低能离子辐照生物效应[1]。它的原理是利用低能离子与生物作用，诱导产生可以遗传的突变。低能离子与其他射线的辐射生物效应相比，具有生理损伤小，突变谱广，突变频率高等特点。我国自 20 世纪 80 年代将低能离子辐照用于农作物育种以来，已经获得有实用价值的材料 3000 多份，并且取得多个优良品种。正是由于低能离子辐射具有如此高的价值，自发现它具有生物效应以来，关于低能离子辐照生物学效应的机理研究就一直在进行，经过国内外众多科学家的共同努力，目前对于这里面的机制，有了一些新的认识。

离子辐照所造成的损伤主要有两部分，一部分离子直接损伤 DNA 或者蛋白等生物分子，造成生物体受到损伤，我们称为直接损伤；另一部分是指离子与生物体内的水分子以及其他一些物质作用，产生一些损伤信号分子，通过这些损伤信号分子对 DNA 或者蛋白等生物分子作用，产生损伤，我们称为间接损伤。

在高能离子辐照中，由于离子能量大，穿透能力强，在离子径迹上的直接损伤占据主要的地位，间接损伤的效应往往被直接损伤的效应所湮没。而对于低能离子而言，按照物理学射程的计算结果，入射深度应该不足以产生损伤，但由于生物样品的不均匀性，以及真空环境中含水量较少的原因，射程往往比实际大很多，我们把这种现象称为“长射程效应”。

低能离子生物效应除了长射程效应以外，也有很大一部分是由间接损伤造成的。当让被辐照样品含水量达到 70%时，长射程效应完全消失，但辐射损伤效应依然存在，这就是间接损伤存在的直接证据。在生物体内间接损伤主要包括两种类型：一是如二次电子以及水自由基等物质造成的损伤，这类损伤的特点是作用半径非常有限；另一类是在辐射作用下，远距离未受辐照细胞产生了损伤，我们把这类损伤称为旁观者效应，这类损伤的特点是作用的空间范围很广。从第一次有报道到现在的这段时间里，已经证实了旁观者效应的广泛存在[2,3]，但是对于产生的机理还有待更深入的研究，目前对于旁观者效应的研究还主要是集中在离体细胞水平。

经过国内外科学家多年的努力，关于低能离子生物效应是否由直接作用引起的问题，有了一个比较明确的答案。间接损伤作用在低能离子生物效应中，占据了很重要的位置[4,5]。目前更多科学家把目光投向间接损伤作用的产生机制上，尤其是

旁观者效应的产生以及传递机制上。人们不禁要问：旁观者效应究竟是怎么产生的？这中间的信号传递因子究竟是什么？这些信号分子究竟是怎么传递的？这些问题，将是科学家们接下来要研究的目标。

参 考 文 献

[1] Feng H Y, et al. Materials Science and Engineering R, 2006, 54: 49-120.
[2] Wu L J, et al. Proc Natl Acad Sci USA, 1999, 96: 4959-4964.
[3] Prise K M, et al. Radiation Protection Dosimetry, 2003, 104: 347-355.
[4] Bian P, et al. Surface & Coatings Technology, 2007, 201: 19-20: 8014-8019.
[5] Qin H L, et al. International Journal of Radiation Biology, 2007, 83: 5: 301-308.

撰稿人：王宇钢
北京大学物理学院

从 Λ 超核能谱精细结构可以提取哪些新知识?

What Can We Learn from the Fine Structure of Λ Hypernuclear Spectroscopy?

近年来实验上测量超核能级的能量分辨率有了惊人的提高,可分辨的能量间隔由以前的 1~2 MeV 缩小到几个 keV。这使得人们能观察到以前不清楚的 Λ 超核能谱的精细结构,这种精细结构是由强度很弱的自旋相关的超子强相互作用引起的能级分裂所导致。超核实验技术和测量方法重大改进的典型例子是, 1998 年中国原子能科学研究院周书华小组与日本东北大学合作研制成功高分辨能力的 Hyperball 探测器系统(图 1), 其能量分辨率达到 2~3 keV。

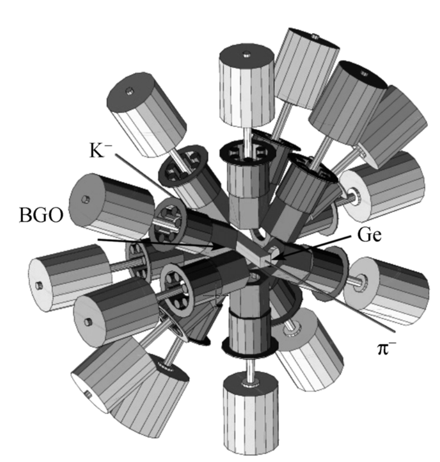


图 1　Hyperball 探测器系统

利用这些探测系统已经完成对一系列较轻 Λ 超核能谱的精细结构的测定 (KEK E419、BNL E930、KEK E509、KEK E518、KEK E566)。例如，从测量到的超核 $^{16}_{\Lambda}$O 的 γ 射线能谱可清晰分辨出相差约 50 keV 的相隣两条 γ 谱线。人们从超核精细结构谱学的实验和理论研究能够提取哪些新知识呢?

从 Λ 超核能谱的精细结构可以提取的新知识主要体现在以下三个方面:

(1) 深入研究超子-核子(YN)相互作用，在重子八重态框架下统一研究重子-重子相互作用.由于 YN 和 YY 散射数据极少 (与 NN 数据相比),使得通过超核研究 YN 和 YY 相互作用变得重要, 实际上是唯一切实可行的研究 YN 和 YY 相互作用的途径, 主要是建立基于介子交换理论的 YN 和 YY 相互作用势与超核实验能谱精细结构的联系。

由 Λ 超核能谱精细结构进一步研究 ΛN 有效二体相互作用的例子,是综合新测量的 $^{7}_{\Lambda}$Li 超核能谱精细结构 M1 跃迁和以前测量的 γ 跃迁(图 2)，由 4 个独立的能级间距实验测量值,就可按照 Millener 壳模型参数化方法来确定 4 个 ΛN 有效二体相互作用参数 Δ, S_Λ, S_N 和 T，它们依次是 N 自旋-Λ 自旋相互作用部分、Λ 自旋-轨道相互作用部分、N 自旋-轨道相互作用部分和张量相互作用部分。

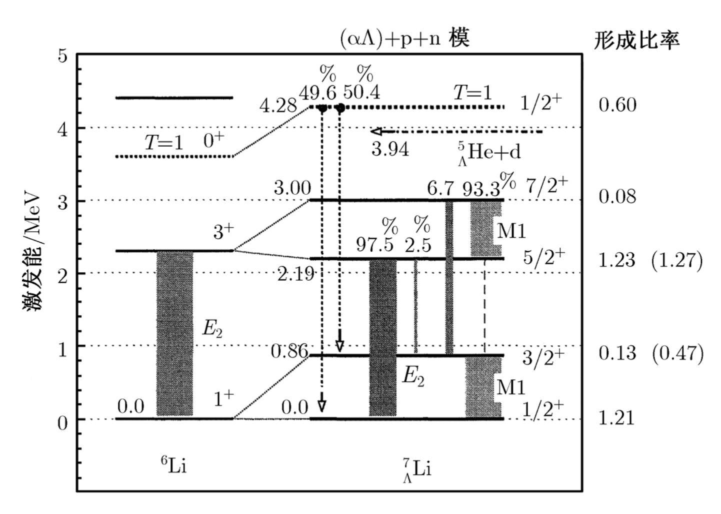


图 2　超核 $^7{}_\Lambda$Li 能谱精细结构，图中标出了 M_1 跃迁和以前测量的 E_2 跃迁，左侧是普通核 ^{6}Li 的能谱，最右侧的数值是形成比率

(2) 研究杂质(impurity)核物理，即研究作为杂质粒子的超子嵌入核内后引起核大小、形状等性质的变化。超核作为多体系统的优点在于，超子作为可区分的“杂质”粒子不必服从泡利原理，与核运动的耦合颇为简单，它作为探针可以探知核内深部的结构性质，这对正常核是极困难的。在Λ超核内，与核子相比，Λ超子不是全同粒子，因而它不受泡利原理的限制，进入原子核内可以占据已被核子占据的任何组态空间，并且倾向于进入能量最低的状态而滑入原子核的中心。由于Λ粒子与核子之间具有较强吸引作用，它能够把周围的核子比原来更加紧密的结合在一起，从而引起原子核的收缩。因此Λ超子在原子核中起着“胶样”作用。Λ超子在原子核中造成的收缩效应可以由超核能谱精细结构来研究。例如，通过电四极跃迁测量，已经由实验确定 $^7{}_\Lambda$Li 超核的大小比 ^{6}Li 收缩了约 19%。

(3) 研究超子的核介质效应(medium effect)，即研究核介质如何影响嵌入核内的超子(重子)的性质。

从Λ超核能谱的精细结构可以按照以上三个方面来深入提取各种具体的新知识。

撰稿人：宁平治
南开大学物理科学学院

超核中的新物理

New Physics in Hyper-Nucleus

1952 年，M. Danysz 和 J. Pniewski 首次在宇宙射线中观测到的单Λ超核，这一观测也同时宣告了超核物理的诞生、将原子核物理的研究范畴在核素图上从中子和质子的二维空间扩展到了包括超子的三维空间[1]。由于超子不受核子间 Pauli 不相容原理的限制，可以深入到核的内部，从而成为研究原子核性质/结构更有力的探针。

半个多世纪以来，随着各种超核产生方法和测量手段的实现和改进，超核物理无论在实验还是理论研究方面都有飞速的发展[2]。迄今已观测到 30 多例单 Λ 超核、三例双 Λ 超核、一例 Σ 超核，以及有待确认的几例Ξ超核。同时，还观测到超核结构、产生和衰变等方面的全新特性。如引入一个或两个超子会改变原子核的尺度、形状、集体运动模式、团簇结构等，从而导致原子核结构的显著变化，相应地出现新的对称态和选择法则等。

同传统的核物理相比，超核物理可以提供更为丰富的强子物质信息，为研究介子和重子 SU(3)八重态性质提供了独特/唯一的实验室。通常，超子-核子和超子-超子相互作用可以由超子-核子散射数据和超核的结构性质来提取。基于 SU(3)味对称性以及单玻色子交换模型或者核子-核子相互作用的 Bonn 模型，目前已构建了一系列重子-重子相互作用。虽然它们都可以描述散射数据，但是它们的自旋-同位旋结构却有很大差别。因此，为了更好地确定超子-核子相互作用，还需要测量更多自旋相关的观测量和更详细的超核能级结构。另外，为进一步理解三体力、张量力以及超子-超子相互作用等，也期待着更多的实验数据。

在超核结构的研究中，平均场模型是一个应用较为广泛的模型。但是，用平均场理论研究一两个超子的运动是否合适？与正常核结构研究类似，自旋-轨道相互作用起什么作用，有无必要考虑张量项的贡献等问题依然有待更多实验数据的检验。

正常核物质中加入超子，已经出现了所谓的“类胶作用”使原来不束缚的原子核变为束缚的、通常原子核内不允许的“超对称”态、以及改变正常核芯基态宇称等新现象。目前，结合传统核物理研究热点之一的奇特现象研究，探讨加入超子后相关奇特超核的性质，进而研究弱束缚、低密度且有极端中子质子数比的奇特核随加入超子的变化、提供在低核物质密度时的超子-核子相互作用、研究中子晕现象

在超子存在时的改变、超子晕现象的出现等，同样是超核研究需要回答的问题[3,4]。而且，这些问题还与天体物理中的中子星研究密切相关[5,6]。

超核产生和衰变数据提供了超核结构的新颖信息并揭示了其静态性质外的动力学性质。目前，不仅可以产生高能量分辨率的超核,同时还可以精确测量超核的寿命、准确鉴别出衰变产物[7]。通过介子或光电束流可较精确地给出超核反应能谱，从而揭示超核里单超子能谱的丰富特性;通过延迟裂变前的反质子吸收或质子束流轰击靶核可以精确测量大质量范围内的超核寿命;通过介子的奇异交换反应可以产生极化的超核，有利于探索激发模式下的复杂超核结构。另外，随着 Ge 探测阵列和 Hyperball 在 BNL 和 KEK 的应用,能量分辨和统计质量大大提高，γ谱探测到超核的精细结构,给出了自旋相关的超子-核子相互作用信息[8]。由于超核衰变需要符合测量和高强度的束流,所以对它们的研究较为有限。探讨新的原子核反应机制、衰变模式、激发模式和谱学特征等，对超核物理研究中无法规避的问题。

超核的出现,使得通常原子核的核素图多了一个维度,扩展对物质构成及其基本规律等方面的认知,超核物理至少可以帮助我们了解以下问题:① 重子-重子相互作用;② 检验和发展现有的原子核结构模型;③ 探讨新的原子核反应机制和衰变模式；④ 构建包括超子的核素图；⑤ 研究超核的激发模式和谱学特征；⑥ 拓展核物质的物态方程等。

参考文献

[1] Danysz M, Pniewski J. Phil Mag, 1953, 44: 348.
[2] Hashimoto O, Tamura H. Prog Part Nucl Phys, 2006, 57: 564.
[3] Schaffner J, Dover C, Gal A, et al. Ann Phys, 1994, 235: 35.
[4] Lü H F, Meng J, Zhang S Q, et al. J. Eur Phys A, 2003, 17: 19.
[5] Glendenning N K, Moszkowski S A. Phys Rev Lett, 1991, 67: 2414.
[6] Horowitz C J, Piekarewicz J. Phys Rev Lett, 2001, 86: 5647.
[7] Alberico W M, Garbarino G, Phys Rep, 2002, 369: 1.
[8] Ukai M, et al. Phys Rev Lett, 2004, 93: 232501.

撰稿人：孟 杰[1] 吕洪凤[2]

1 北京大学物理学院

2 中国农业大学理学院

K 核深束缚态存在吗？

Are There Deeply Bound State of Kaonic Nuclei?

众所周知，负 K 介子与核子的二体相互作用在同位旋 I=0 道是强吸引的，以至于可以形成介子–重子束缚态 Λ(1405)。受此启发，日本科学家 Akaishi 和 Yamazaki 预言，应该存在像 ppnK⁻, pppK⁻, pppnK⁻, ^{6}BeK⁻, ^{9}BK⁻ 和 ^{11}CK⁻这样的少体系统束缚态或称 K 核束缚态。随之引起国际上对于是否存在 K 核束缚态这一问题的广泛关注。

要研究 K 核束缚态首先应研究负 K 介子与原子核相互作用势，它由以下两方面因素决定：即短程核势对 K⁻介子的吸引，加上长程库仑势。这可能导致三种不同的 K 束缚态(如图 1 所示)：① 浅势 K 原子态(包含强相互作用引起的能级移动)；② 深束缚 K 原子态；③ 由强相互作用决定的 K 核深束缚态。迄今实验上只观测到浅势原子态。

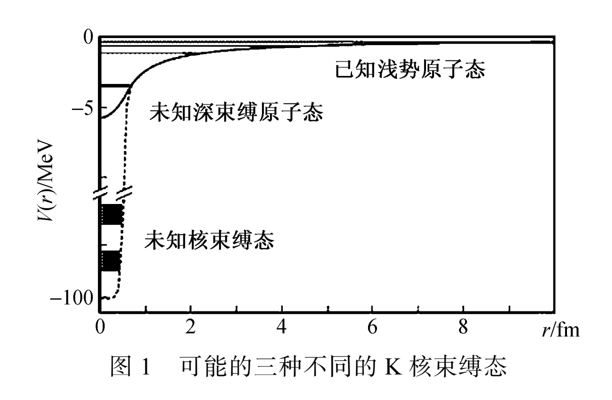


图 1　可能的三种不同的 K 核束缚态

理论上可以估算出负 K 介子在正常核密度下的势阱深度 U_{K^-}，不同理论结果给出的 U_{K^-}数值不尽相同。例如 U_{K^-}=−(85~100)MeV, Akaishi 给出的结果为−119 MeV; Weise 的结果为−(120~130) MeV。又如，密度相关模型预言的 K⁻核势阱约 150~200 MeV。可见负 K 介子在正常核密度下的势阱深度数值有很强的模型相关性。

近几年人们分析了 K 核可能形成的条件，认识到 K 核有可能在(K⁻,p)和(K⁻,n)反应中产生。有关 K 核各种性质的理论研究已有许多工作，包括束缚能、产生方法、衰变宽度以及 K⁻介子周围核密度的变化等方面。存在着各种不同的看法，有的文献甚至认为 K 核中心密度可达 8 倍饱和密度。近年也曾有一些关于 K 核的实验报道，声称在(K_{stop},n)和(K_{stop},p)与 ^{4}He 的反应[1,2]以及(K⁻,n)与 ^{16}O 的反应[3]中有 K 核

存在的信号，提出分别形成了所谓 3 重子态 S^0(3115)和 S^+(3140)。FINUDA 实验组也宣布找到了 K^-的一个深束缚态 K^-pp[4]。

目前对 K 核存在与否以及对已有实验号的理解和真实性存在着激烈争论。文献[5]通过仔细检验指出，由符合 K 原子数据得到的深和浅两种 K 核光学势强度中，只有 150~180 MeV 的深势适用于核内部，这支持 K 束缚态形成的可能，但不意味着它必定存在。并认为，由手征方法得到的浅势与唯象的深势之间的分歧仍未解决。文献[6]对预言 K 核的理论计算工作提出批评，认为这个预言的提出是由于理论计算中忽略了几个重要的过程和反应道而导致不现实的深束缚势的结果，并且提出这个预言所依据的实验结果的解释也值得再考虑。实验上出射质子谱中的峰值也可能并不是 K 核形成的信号， 而只是核内“核子对”的 K 吸收等机制引起的，核内其他核子仅为旁观者。因而 K 核存在的实验证据可能是站不住脚的。不久预言 K 核的理论家们立即对上述批评逐条提出反驳[7]，认为文献[6]提出的论据是不真实的。然而文献[8]的相对论平均场研究指出在特定条件下 K 核存在仍是有可能的。目前还难于对 K 核或 K 介子深束缚态的存在与否给出明确、肯定的答案。

参 考 文 献

[1] Suzuki T, Bhang H, et al. Phys Lett B, 2004, 597: 263
[2] Suzuki T, Bhang H, et al. Nucl Phys A, 2005, 754: 375c
[3] Kishimoto T, Hayakawa T, et al. Nucl Phys A, 2005, 754: 383c
[4] Agnello M, Beer G, et al.Phys Rev Lett, 2005, 94: 212303
[5] Barnea N, Friedman E. Phys Rev C, 2007, 75: 022202(R)
[6] Oset E, Toki H. Phys Rev C, 2006, 74: 015207
[7] amazaki T, Akaishi Y. arXiv: nuclex/0609041
[8] Zhong X H, Peng G X, Li L, et al. Phys Rev C, 2006, 74: 034321

撰稿人：宁平治
南开大学物理科学学院

中微子质量起源问题

Neutrino Mass Generation

在弱电统一的标准模型中，Higgs 机制导致 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 规范对称性自发破缺并通过汤川相互作用赋予带电费米子以质量，而中微子是无质量的 Weyl 粒子。近年来，太阳、大气、核反应堆和加速器中微子振荡实验表明中微子具有非零静止质量。这预示着标准模型之外一定存在新物理。中微子质量起源的动力学成为近年来高能物理学研究的前沿热点。

费米子有两种可能的质量项：Majorana 质量项和狄拉克质量项。所有的费米子都可以有狄拉克质量项，但是只有电中性的费米子可以有 Majorana 质量项。倘若中微子是狄拉克粒子，则中微子质量可以由汤川相互作用给出。对宇宙微波背景辐射各向异性等现象的观测结果表明，中微子的绝对质量应该小于 0.2 eV。而顶夸克的质量为 172 GeV。仅仅用 Higgs 机制去解释有如此巨大落差的费米子质量谱是非常困难和不自然的。

倘若中微子是 Majorana 粒子，我们可以用 Seesaw 机制来解释中微子质量的起源。目前为止存在三类 Seesaw 机制，他们分别为：① Type-I Seesaw，即在标准模型中引入重的右手 Majorana 中微子，其质量接近大统一能标。重中微子退耦产生五维有效算符。在弱电对称性自发破缺之后，该算符赋予左手轻中微子非零静止质量。右手 Majorana 中微子可以自然地存在于 SO(10)、E_6 等大统一模型中。此外，重中微子在早期宇宙中的衰变可能会导致轻子数不对称，经过 B-L 守恒的 Sphaleron 过程，轻子数不对称最终可以转化为重子数不对称，从而解释可观测宇宙中的物质-反物质不对称现象。这就是 Leptogenesis 机制。② Type-II Seesaw，即扩展标准模型加上重 Majorana 中微子和标量三重态粒子。结合 Leptogenesis 机制，该模型可以同时解释中微子的微小质量和宇宙中的重子数不对称问题，因而在大型强子对撞机中可以通过规范相互作用。这使得对该机制的实验检验成为可能。③ Type-III Seesaw，即在标准模型中引入重的费米场三重态子。其工作原理与第一类 Seesaw 机制类似，在此不作赘述。利用 Seesaw 机制来理解中微子质量起源有一定吸引力，但是 TeV 能标的 Seesaw 模型有可能会导致轻子味混合矩阵幺正性的破坏。未来的中微子工厂实验可以检验这一点。如何在大型强子对撞机上直接检验 Seesaw 机制的正确性是粒子物理学面临的巨大挑战之一。当然还存在一些其他的中微子质量产生机制，如辐射产生机制、额外维产生机制等。到目前为止，没有哪一种理论机制具备定量的预言性。

中微子质量起源的动力学与更基本的理论或对称性紧密相关。中微子质量算符的表示形式和具体模型密切相关,相关研究将有助于我们区分各种模型并迈向正确理论。即将运行的大型强子对撞机将探测 TeV 能区可能的新物理，从而有助于我们更深入地理解弱电对称性自发破缺的动力学并最终解决包括中微子在内的各种基本粒子的质量起源问题。

参 考 文 献

[1] Minkowski P, Phys Lett B, 1997, 67: 421

[2] Mohapatra R N, Smirnov A Y. Ann Rev Nucl Part Sci, 2006, 56: 569

[3] Strumia A, Vissani F. arXiv: hep-ph/0606054.

撰稿人：晁 伟 邢志忠

中国科学院高能物理研究所

质子自旋危机

The Proton Spin Crisis

1911 年, Rutherford 根据 α 散射实验假设原子是由很密集的原子核及其外面的电子云所组成的，可以解释 α 粒子在大角度的散射现象。此后，用高能粒子去轰击靶粒子就成为探测微观粒子结构的一种常规方法。20 世纪 50 年代随着大型加速器的建造和探测技术的发展，人们用 MeV(10^6eV)量级的电子轰击质子，发现质子不是点粒子，而是有结构的。60 年代后期用 GeV(10^9eV)量级的高能量电子又轰击质子，即深度非弹性散射实验，发现质子也是由类似点粒子的部分子组成的。进一步的细致研究表明这些部分子的量子数与强子的夸克模型中的夸克是一致的,而且强子内部不仅有价夸克，还存在着海夸克和胶子。这表明核子是由夸克和胶子所组成的。

按照强子的夸克模型，质子是有 2 个上(up)夸克和 1 个下(down)夸克组成的，这 3 个夸克提供质子的量子数。因此,人们自然期望夸克的自旋之和等于质子自旋。然而，80 年代末欧洲核子研究中心(CERN)的欧洲 μ 子合作组(EMC)的一个实验发现在国际物理界引起了轰动。实验是用高能极化 μ 子轰击极化的质子，由此可以探测核子的夸克自旋结构。实验上所发现的是 Ellis-Jaffe 求和规则与早期预言不一致。对数据的分析表明，夸克自旋之和远小于质子自旋，这与夸克模型中质子自旋是由夸克自旋所提供的图像相冲突，导致了所谓的质子自旋“危机”。为此，人们开展了大量的实验和理论研究，试图揭示造成这个“危机”的物理机制。

实验现象是否与夸克模型冲突？这个问题在开始被认为是个非常严峻的问题。但进一步的研究揭示出，考虑夸克横向运动的相对论效应后，所观察的物理量不能被解释成为非相对论夸克模型意义上的夸克自旋。因此，实验现象与夸克模型不存在实质的冲突。在相对论夸克模型的框架下，实验现象与夸克模型的预言基本上大致相符。然而，按照量子色动力学(QCD)的观点，质子是由夸克和胶子场所描述的，质子的自旋是如何分布在价夸克、海夸克和胶子上的？其中多少贡献来自自旋，多少来自轨道角动量？这都是需要确切的回答。为此，人们开展了很多的研究。这涉及如何定义夸克的自旋和轨道角动量？如何测量味道相关的夸克自旋？如何定义胶子的自旋和轨道角动量？通过何种物理过程测量这些物理量？具有挑战性的一个问题是如何准确可靠地测量胶子的自旋和轨道角动量贡献？

为了深入定量研究核子的自旋结构，理论家们还引入新的物理量，如 Transversity，即夸克的横向螺旋度。如何在实验上准确可靠地测量这个物理量，就

成为理论和实验物理学家当前工作的一个重点。其他一些有关强子结构的新分布函数和碎裂函数也被引入，如 Sivers 函数，Boer-Mulders 函数，Collins 函数等。对它们的理论和实验研究是当前的一个活跃领域。另外，分布函数的引入依赖于因子化定理，而这个定理的证明还没有最终解决，特别是加入了横动量后，也使因子化的过程更加复杂。关于对核子自旋的研究也被推广到其他重子自旋结构的研究上，从而成为一个新的研究领域。

强子自旋结构的理论和实验探索已成为高能物理的活跃前沿方向。众多大型国际高能物理实验室也都投入人力和物力继续开展此方向的研究，现有的一些实验研究还会持续 20~30 年。由质子自旋危机引发的强子自旋结构的研究必将深化人类对物质基本结构的更深刻认识。

参 考 文 献

[1] Ashman J, et al. A measurement of the spin asymmetry and determination of the structure function g(1) in deep inelastic muon-proton scattering. Nucl Phys B, 1988, 206: 364.
[2] Leader E, Anselmino M. A crisis in the parton model: where, oh where is the proton'spin? Z Phys C, 1988, 41: 239.
[3] Ma B Q. Melosh rotation: source for the proton's missing spin. J Phys G, 1991, 17: L53.
[4] Ma B Q. The proton spin and the Wigner rotation. Z Phys C, 1993, 58: 479.
[5] Barone V, Drago A, Ratcliffe P G. Transverse polarisation of quarks in hadrons. Phys Rept, 2002, 359: 1.
[6] Ji X D. Gauge invariant decomposition of nucleon spin and its spin - off. Phys Rev Lett, 1997, 78: 610.
[7] Chen X S, Lu X F, Sun W M, et al. Spin and orbital angular momentum in gauge theories: nucleon spin structure and multipole radiation revisited. Phys Rev Lett, 2007, 100: 232002.

撰稿人：马伯强
北京大学物理学院

质量起源问题

The Origin of Mass

质量是物理学中最基本的物理量，是物质的最基本属性。多少年来，物体的质量都是作为反映物体含物质量的多少的现象学参数由实验确定或人为输入理论的。我们所要问的是：这些质量是怎么产生的？物理学目前的发展使我们可以理解质量的起源吗？

在经典力学里，牛顿第二定律为 $F=ma$，其中，m 表示任意放入的质点质量。可以看出，质量为 0 是没有意义的。同时可以设想，在这个框架下讨论质量的起源是不可能的，当然也是没有含义的。

由于经典电磁理论与经典力学在伽利略坐标变换下的矛盾，以爱因斯坦为代表的一批物理学家提出了狭义相对论。在狭义相对论里，为了满足狭义(洛伦兹)协变性，质量的概念被扩展：$E=mc^2$，从而把质量与能量联系起来。也开启了从能量和相互作用的角度来解释质量起源的可能性。

自然界具有质量的物质是由原子构成的，而原子由原子核和电子构成。原子核占质量的绝大部分，它周围的电子仅占小于 1‰的原子总质量。原子核由质子和中子构成，而质子和中子由夸克和胶子构成。研究物质质量起源的源头就要研究组成物质最基本的组分——基本粒子的质量起源。所以讨论物质的质量可以最终追根溯源到夸克和胶子，还有带电轻子和中微子，以及它们所参加的相互作用。

目前我们成功描述夸克和胶子参与的强相互作用的理论叫量子色动力学(QCD)[1]，它是一个基于 $SU(3)$群的规范场论[2]。QCD 有一个十分重要的性质：渐近自由，即作用的强度随相互作用能量的降低而增强。与此行为相反的现象是我们熟悉的量子电磁理论，即量子电动力学(QED)。值得一提的是，渐近自由性质的发现使得 D. Gross, H. Politzer 和 F. Wilczek 获得 2004 年诺贝尔物理学奖。

当采用无质量的夸克和胶子，即上夸克(u)、下夸克(d)，利用格点 QCD 这种非微扰计算方法，我们可以计算质子的质量。结果表明，得出的质子质量大约为实际数值的 90%。这就是说，我们可以把身边物质质量的绝大部分归结为强相互作用。

通过几十年的努力，人们发现自然界除了上夸克和下夸克之外，还有额外的四味夸克，即奇异夸克(s)、粲夸克(c)、底夸克(b)和顶夸克(t)。研究表明，额外夸克对质子质量的贡献可以提供另外的 5%。那么还有 5%的质量从哪儿来呢？答案就是，上夸克和下夸克必须有质量。实际上，上夸克和下夸克没有质量或有相同的质

量都将导致质子因为带电而将比中性的中子更重，因而中子将是稳定的粒子，宇宙中会有大量自由中子；如果电子质量为零，原子的玻尔半径(它反比于电子的质量)将变成无穷大，因此也将导致无法形成稳定的原子。然而弱作用的性质要求夸克和轻子(如电子)不能够具有质量，否则将破坏描述弱作用的 $SU(2)$规范场的规范不变性。弱作用的这个性质与李政道和杨振宁 1956 年发现的宇称最大破坏[3]紧密相关，他们因宇称破坏的研究获得了 1957 年诺贝尔物理学奖。这就是目前组成物质基本单元的费米子(夸克和轻子)的质量来源问题。

目前成功描述费米子强、弱和电磁相互作用的规范场理论[2]要求，传递相互作用的规范玻色子必须是无质量的。我们所熟悉的传递电磁相互作用的光子就是无质量。同样传递强相互作用的胶子也是无质量。然而实验要求传递短程弱相互作用的玻色子必须有质量。这就是传递弱相互作用的玻色子的质量来源问题。

十分成功描述目前各种高、低能实验的理论被称为高能物理中的标准模型[4]，它是一个基于规范相互作用的量子规范场论。因此，Glashow，Weinberg 和 Salam 获得了 1979 年度，'t Hooft 和 Veltman 获得 1999 年度诺贝尔物理学奖。除了规范场论，标准模型的另一个根基是基于对称性自发破缺的希格斯机制[5]。标准模型通过引入一个自旋为 0 的标量场可以得到上述规范玻色子和费米子所需的质量，同时预言了一个自旋为 0 的希格斯粒子的存在。

更具体讲，在标准模型中，基本粒子主要是自旋为 1/2 的物质粒子(包括夸克和轻子)和自旋为 1 的规范粒子。实验发现这些粒子的质量分布在一个非常宽广的范围，从质量为零到几个 eV 和几百个 GeV，没有明显的规律。研究质量起源的核心就是研究如何使这些基本粒子的质量从无到有。人们已发现基本粒子质量的有无与基本粒子之间的相互作用所具有的对称性有密切的关系。如规范粒子若要有质量，理论的规范对称性就必须被破坏；而物质粒子要有质量，则理论的手征对称性必须被破坏。由此研究基本粒子质量如何从无到有就演变为研究基本相互作用的对称性如何被破坏。目前描述基本粒子之间的强、弱和电磁三种基本相互作用的标准模型所具有的对称性是 $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$。为了使基本粒子获得实验所测量到的质量，其中的电弱对称性群 $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ 必须被破坏到 $U(1)_{em}$ 电磁对称性群。因此目前研究基本粒子的质量起源等价于研究如何实现 $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ 到 $U(1)_{em}$ 的破缺，也就是研究电弱对称性的破缺机制。这是当前粒子物理理论的研究热点。

人类在多年的研究中已经提出了各种各样可能的电弱对称性破缺机制，随着实验的发展，人类现在已经达到可通过实验来检验这些猜想的机制是否正确的地步。位于日内瓦欧洲核子中心的大型强子对撞机 LHC 于 2008 年开始运行，它将检验希格斯粒子是否存在，从而检验人类关于质量起源的认识是否正确。

参 考 文 献

[1] Gross D, Wilczek F. Phy Rev Lett, 1973, 30: 1343; Politzer H. Phy Rev Lett, 1973, 30: 1346.
[2] Yang C N, Mills R. Phy Rev, 1954, 96: 191.
[3] Lee T D, Yang C N. Phy Rev, 1956, 104: 254.
[4] Glashow S, Nucl Phy, 1961, 22: 579; Weinberg S. Phy Rev Lett, 1967, 19: 1264; Salam A. in elementary particle physicsll Nobel Symp, 1968, 8: 367; 't Hooft, Veltman G. Nucl Phy B, 1972, 44: 189.
[5] Englert F, Brout R. Phy Rev Lett, 1964, 13: 321; Higgs P, Phy Rev Lett, 1964, 13: 508.

撰稿人：朱守华[1]　王　青[2]
1 北京大学物理学院
2 清华大学物理系

整体对称性和局域对称性

Global and Local Symmetries

在描述基本粒子的量子场论中,存在所谓的内部对称性,也就是非时空对称性。内部对称性包括整体对称性和局域对称性,在内部对称性变换下,描述量子场全部性质的拉格朗日密度是不变的。精确的整体对称性存在吗?如果存在,它的意义是什么,它和局域对称性的关系又是什么呢?

基本粒子是由量子场来描述的,这些量子场在全部时空中分布。所谓整体对称性,就是时空中的每一点上的量子场做相同的变换的。在整体对称性中,已知确定是近似的如同位旋,如重夸克对称等;而目前仍被认为精确的整体对称性也是存在的,如重子数和某种特定意义下的轻子数。

局域对称性,则是时空中不同点上的量子场做不同的变换。局域对称性成立的条件是需要存在规范场。量子场在局域对称性下,拉格朗日密度是非不变的;但是,联合了规范场的变换,全部的拉格朗日密度是不变的。

保持拉格朗日密度不变的变换是对称性,而当真空不具有相同对称性的时候,我们称这种对称性是自发破缺的。自发破缺的整体对称性,对应无质量无自旋的Goldstone 粒子,如近似的如同位旋对称性和它的自发破缺对应的是 π 介子;而自发破缺的局域对称性,则是使相对应的规范场获得质量,如弱电对称破缺使得 W 和 Z 规范场获得质量。

局域对称性存在的意义是明显的。我们有这样的规范原理:当我们写出一个局域对称性的拉格朗日密度,辅以耦合常数的量纲非负的要求和洛伦兹不变的要求,那么,无论这个对称性是否自发破缺,这个体系是可重正的。标准模型就是按规范原理写出的,目前它已被深入检验并被普遍接受。

规范场论的可重正性有更简单更实际的内容:可重正意味着可微扰计算;而我们关于量子场论最成熟的方法就是微扰计算,可微扰计算意味着可描述性。

相对地,整体对称性是我们能从拉格朗日密度看到的;大多数整体对称性是直接从存在的物理性质发现,进而从拉格朗日密度中看到的。

在标准模型中,按照规范原理写出 $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$ 局域对称不变的拉格朗日密度中,轻子数和重子数不变性是这个拉格朗日密度的性质而不是条件。虽然整体对称性——如轻子数和重子数不变性——有其各自重要的物理结果,但他们的存在是偶然的,并不具有如局域对称不变性那样作为原理的理论意义。因而,整体对称性存在的理论基础是不明确的。

在历史上，电荷守恒最初是被当成整体对称性认知的，直到后来才被认识到是不破缺的电磁 $U(1)$局域对称的结果，由此对这一整体对称性的认识才被合理化。相对地，其他的整体对称性则更多地被怀疑。以重子数为例，可能的推测是：

(1) 它们不是精确的而是近似的整体对称性。即使如此，为什么至今未发现重子数破坏的实验信号也是有疑问的；

(2) 它们是破缺的局域对称性，或者是破缺的局域对称性的一部分，只是这种局域对称性在很高的能量标度上发生，因而重子数破坏的实验信号未被发现；

(3) 它们是包含在我们完全没有想到过的原理中。在此，一个可以思考的问题是：局域对称性作为可重整的一个充分条件，对其必要性的讨论也许是不够的。

总之，有关对称性，特别是整体对称性以及它和局域对称性的关系是需要思考的问题。虽然讨论这种问题有让人无从谈起的感觉，但这种讨论是有意义的，需要我们有开放的心态对待相关的各种议题。

参 考 文 献

[1] Weiberg S. The Quantum Theory of Fields. Vol. 2. UK: Univ. Pr., 1996.

[2] Mohapatra R N. Unification and Supersymmetry. New York: Springer, 2003.

[3] Weinberg S. Conceptual foundations of the unified theory of weak and electromagnetic interactions. Rev Mod Phys, 1980, 52: 515.

撰稿人：张大新

北京大学物理学院

原子核中相对论对称性——自旋及赝自旋对称性的物理起源

Origin of the Relativistic Symmetry, Spin and Pseudo-Spin Symmetry in Atomic Nucleus

20 世纪 50 年代，Meyer 和 Jensen 通过在单核子哈密顿量中加入很强的自旋-轨道相互作用，从而成功地解释了有别于原子结构的原子核幻数问题[1]，进而获得了诺贝尔物理学奖。20 世纪 60 年代末期，在实验上发现了一些能级，它们之间的能量近似相同[2,3]，如 $2s_{1/2}$ 与 $1d_{3/2}$ 、$2p_{3/2}$ 与 $1f_{5/2}$ 等。如果把它们的轨道量子数按照轨道量子数的平均值代替，则可以重新标记为与自旋双重态类似的形式如 $1\tilde{p}_{1/2}$ 与 $1\tilde{p}_{3/2}$ 、$1\tilde{d}_{3/2}$ 与 $1\tilde{d}_{5/2}$ ，称之为赝自旋双重态。它们之间的近简并现象称之为赝自旋对称性。如果原子核的赝自旋对称性成立，则可以使原子核的代数模型计算大为简化，从而引起人们的广泛关注。

自发现赝自旋对称性以来，人们进行了大量的工作试图去寻找其物理根源。20 世纪 80 年代，A. Bohr, I. Hamamoto,和 B. R. Mottelson 等人最先对此进行了尝试。虽然他们没有能够找到赝自旋对称性的微观起源，但却发现唯象的 Nilsson 模型参数近似满足赝自旋对称性成立的条件[4]。虽然在寻找赝自旋对称性的微观起源方面进展缓慢，但是在 20 世纪 90 年代，由于赝自旋对称性为实验上发现的超形变高自旋全同带提供了可能的解释，关于赝自旋对称性的起源以及与它们密切相关的奇特原子核中幻数的消失和产生，随同位旋的演化等，已经成为了当今核物理研究的热点问题。

与此同时，在原子核与核物质性质的研究中，过去 20 年见证了相对论平均场理论的成功发展以及应用[5, 6]。虽然人们经常提出疑问，既然核子在原子核中运动的动能远小于其自身的质量，就是通常所说的非相对论极限，为什么需要对他们进行相对论框架下的描述呢？对于这个问题的回答有多个方面，首先原子核的结合能本身就是一种相对论效应，由此才演伸出人类对核能的利用；其次，基于介子交换提供核子相互作用的相对论理论可以更容易与更微观的强相互作用标准理论结合；另外，更重要的就是原子核的相对论效应在自旋以及赝自旋对称性中的体现。

首先，Meyer 和 Jensen 在解释原子核幻数问题时，在单核子哈密顿量中加入的很强的自旋-轨道相互作用是唯象的。而自旋-轨道相互作用在相对论平均场理论中自然地给出，其强度也由更微观的介子交换确定。其次，Ginocchio 发现赝轨道

角动量其实就是 Dirac 旋量中的小分量的“轨道角动量”[7]。赝自旋对称性以及相应的原子核中反核子谱的自旋对称性，都是一种相对论本质的对称性，它们与相对论平均场理论中介子交换所提供的很大标量势和矢量势以及势场的弥散密切相关[8~10]。

然而，在实际的原子核中，赝自旋对称性必然破缺，否则不能形成束缚和稳定的原子核。同时，基于目前的理论框架，主导赝自旋对称性破缺的赝自旋-轨道势存在着数学上的奇点，能否运用微扰论进行处理成为一个疑问。另外，目前赝自旋对称性的相对论理论解释仅适用于只包含局域势或等效局域势的原子核系统，而更一般的介子交换理论却包含着非局域的势场。再有，目前的一些探索已经预示着原子核的赝自旋对称性与量子色动力学理论存在着密切的关系。因此，对赝自旋对称与破缺的解释尚需要对以下几个问题进行回答：① 如何克服数学上的奇点，自洽地运用微扰论解释赝自旋对称性的破缺；② 如何把目前的赝自旋对称性的相对论理论解释推广到包含非局域势的原子核系统；③ 如何将原子核的赝自旋对称性与量子色动力学理论结合。

参 考 文 献

[1] Meyer M G, Jensen J H D、Elementary Theory of Nuclear Shell Structure. New York: Wiley, 1955.
[2] Arima A, Harvey M, Shimizu K. Phys Lett B, 1969, 30: 517.
[3] Hecht K T, Adler A. Nucl Phys A, 1982, 137: 129.
[4] Bohr A, Hamamoto I, Mottelson B R. Phys Scr, 1982, 26: 267.
[5] Vretenar D, Afanasjev A V, Lalazissis G A, et al. Phys Rep, 2005, 409: 101.
[6] Meng, J, Toki H, Zhou S G, et al. Prog. Part. Nucl Phys, 2006, 57: 470.
[7] Ginocchio J N. Phys. Rev Lett, 1997, 78: 436.
[8] Meng J, Tanabe K S, Yamaji S, et al. Phys Rev C, 1998, 58: R628.
[9] Meng J, Tanabe K S, Yamaji S, et al. Phys Rev C, 1999, 59: 154.
[10] Zhou S G, Meng J, Ring P. Phys Rev Lett, 2003, 91: 262501.

撰稿人：孟　杰　梁豪兆
北京大学物理学院

宇宙早期的 QCD 相变过程

Cosmic Separation of QCD Phases

量子色动力学(QCD)是描述夸克之间强相互作用的基本理论。它在高能标(高温或高密度)极限下的“渐近自由”性质已经非常成功地得到了高能物理实验的检验。尽管当今实验涉及的夸克均囚禁于强子内部，但基于渐近自由特性的一个必然预言是：高能标极限下应该存在由自由夸克和胶子所构成的夸克物质，或称“夸克胶子等离子体”(quark-gluon plasma，QGP)。“大爆炸”宇宙学具有坚实的天文观测基础，它认为，宇宙从时空奇点膨胀，早期处于极高温和高密的状态；随着宇宙的膨胀，温度、密度逐渐降低。因此，极早期的高能宇宙必然充满了夸克胶子等离子体，演化到一定阶段才形成强子。宇宙从 QGP 态转变成强子气的过程称为宇宙早期的 QCD 相变[1,2]。

对于辐射主导的早期宇宙，其温度 T 与时间 t 之间存在很好的近似关系：$T = 1\text{MeV}/t^{1/2}$，其中，t 以 s 为单位。格点量子色动力学(LQCD)的计算表明，在零化学势情形，QCD 相变发生的临界温度约为 100~200MeV。辐射主导的早期宇宙可以近似看做是零化学势的，因此 QCD 相变发生的宇宙年龄大约为 $t_{\text{qcd}} = 10^{-5}\text{s}$，那时宇宙的视界只有约几千米。

宇宙早期 QCD 相变研究开始于 20 世纪 80 年代[5]。起初人们认为它是一级相变，在略微过冷的状态下产生强子泡，并逐渐长大；相变过程释放的潜热加热宇宙使得宇宙一段时间内维持于相变临界温度。然而，最近的研究表明，宇宙早期 QCD 相变可能并非一级相变，而其相变阶数尚不能从理论上明确给出。即使对于一级相变，理论上也很难确定其相变潜热。

宇宙早期 QCD 相变具有若干天体物理后果，原则上可以通过天文学观测反过来检验理论上对于这一相变过程的认识[4]。众所周知，大爆炸核合成过程发生于宇宙年龄约 10^2s 时；这一过程是通过丰度相差 9 个量级的轻元素含量的检验观测到的。然而，宇宙大爆炸核合成的初条件却是早期 QCD 相变所设置的。一个值得研究的问题是：在强子泡成长阶段非均匀温度和重子数密度是如何影响核合成产生的轻元素丰度的？早期 QCD 相变过程也可能残留夸克集团(如奇异滴)，这些残留物质或许能贡献目前观测到的暗物质成分[3]。此外，强子泡碰撞时产生的引力波可能对宇宙目前的背景引力波有所贡献。

参 考 文 献

[1] Boyanovsky D, de Vega H J, Schwarz D J, Phase transitions in the early and present universe. Ann Rev Nucl Part Sys, 2006, 56(1): 441.
[2] Mégevand A, Sánchez A D, Supercooling and phase coexistence in cosmological phase transitions. Phys Rev D, 2008, 77(6): 063519.
[3] Oaknin D H, Zhitnitsky A, Baryon asymmetry, dark matter, and quantum chromodynamics. Phys Rev D, 2005, 71(2): 023519.
[4] Schwarz D J, The first second of the Universe. Annalen der Physik, 2003, 12(4): 220.
[5] Witten E, Cosmic separation of phases. Phys Rev D, 1984, 30: 272.

撰稿人：徐仁新
北京大学天文系

宇宙线中存在奇异滴吗

Strangelets in Cosmic Rays

夸克自由度的发现使得人们进入亚核子研究时代。至今人们明确发现的强子包括重子(由三个夸克组成)和介子(由一对正反夸克对组成)。可否存在多夸克态(由多于三个夸克所组成的强子)？从描述夸克之间强相互作用基本理论——量子色动力学(QCD) ——的角度来看，原则上是可能存在多夸克态的。事实上，自 20 世纪 70 年代开始，理论探讨及实验搜寻多夸克态的存在就一直没有停止(如六夸克态 H 粒子、五夸克态Θ粒子等)。然而，自 20 世纪 80 年代 Edward Witten 明确地提出“大块奇异夸克可能为强作用体系基态”的猜想并探讨这一猜想的各种天体物理后果之后[4]，人们又开始热烈讨论一种由成百上千甚至更多的夸克组成的“粒子”——奇异滴(strangelet) ——的可能性，特别是奇异滴在宇宙线中的存在。所有这些研究，无疑将推动人们进一步认识夸克之间基本的强相互作用。

奇异滴由几乎等量的 u, d, s 三味轻夸克组成。质量较小的奇异滴因表面能和曲率能的贡献而不稳定，所以奇异滴存在最低重子数(为模型依赖，可以为几百重子)。少于最低重子数的奇异滴一般是不稳定的；但因多夸克之间作用的壳层效应，有些确定低重子数的奇异滴也可能存在。s 夸克的流质量略微比 u, d 高，导致奇异滴内 s 夸克的数目可能略少于 u, d(u, d 夸克质量相近故数目也较近)。因此，为满足电中性，奇异滴拥有较少量的电子。若重子数远少于 10^7，奇异滴尺度小于电子 Compton 波长，电子主要分布于奇异滴之外；反之，奇异滴内部明显含有电子。一般原子核的荷质比约 0.5，而奇异滴的电子数远小于重子数。因此，奇异滴的观测特征之一就是极低荷质比。

奇异滴研究在宇宙线和天体物理研究中具有重要意义。可能存在三种天体物理过程产生奇异滴[2]：早期宇宙 QCD 相变、超新星爆发，奇异夸克星的碰撞等。部分不明宇宙线事件很可能与奇异滴有关，特别是空间 AMS(阿尔法磁谱仪)实验发现的荷质比约 0.1 的粒子。一般认为质子是宇宙线的主要成分，但因宇宙中充满微波背景辐射，能量高于约 10^{19}eV 的质子与背景辐射作用很快损失能量。因此，能量高于某一极限的宇宙线粒子应该存在截止(所谓的 GZK 截断)。然而实验观测中并未明确发现这一截断。粒子总能量高于约 10^{19}eV 的宇宙线称为极高能宇宙线。它们可能是奇异滴，因为奇异滴原则上不受 GZK 截断限制[3,5]。为研究奇异滴的探测效应，弄清奇异滴跟地球大气的作用，被地球磁层的俘获[1]甚至在穿过地球时对地震的影响等，都是有必要的。

参 考 文 献

[1] Paulucci L, Horvath J E, Medina-Tanco G A. Trapping of strangelets in the geomagnetic field. Phys Rev D, 2008, 77(4): 043003.
[2] Madsen J. Cosmic ray strangelets. Jour Phys G, 2005, 31(6): S833.
[3] Madsen J. Strangelets as cosmic rays beyond the Greisen-Zatsepin-Kuzmin cutoff. 2003, Phys Rev Lett, 2003, 90(12): 121102.
[4] Witten E. Cosmic separation of phases. Phys Rev D, 1984, 30: 272.
[5] Xu R X, Wu F. Ultra high energy cosmic rays: strangelets. Chin Phys Lett, 2003, 20(6): 806.

撰稿人：徐仁新
北京大学天文系

有限量子多体系统平均场近似中的对称性恢复问题

Restoration of Broken Symmetry in Mean Field Approximation for Finite Quantum Many-Body System

平均场近似是求解有限量子多体系统最为有效的办法之一。它被广泛运用于原子、分子材料和原子核物理等研究之中。在原子核中，核子之间的长程作用导致原子核具有稳定的形变，短程作用使得原子核具有超流现象。这两种重要的效应都可以在平均场理论中得到很好的处理。在原子核结构研究中，自洽的平均场理论可以很好地考虑核子之间的强耦合效应并成功地描述从包含几十到几百个核子的原子核性质。但是，伴随而来的是平均场理论中对称性的自发破缺，表现为系统的波函数不具有确定的角动量以及粒子数等量子数。因此，平均场理论无法正确描述与这些对称性相关的原子核性质，如原子核的形状相变和超流相变，原子核的激发态能谱以及跃迁性质等。

自 20 世纪 60 年代以来,许多物理学家致力于解决平均场理论中自发破缺的对称性恢复问题。然而，到目前为止，还没有建立起一种完善的理论模型来恢复平均场理论中所有自发破缺的对称性。

随着 20 世纪末期放射性核束技术突破和新一代放射性核束装置建造，实验上已经或者即将观测到大量奇特原子核的数据[1~4]。在很多情况下，这些数据都无法采用微观自洽的平均场理论正确描述。因此，一个迫切需要回答的问题是：平均场理论中自发破缺对称性恢复带来的效应能否改善平均场理论对奇特原子核性质的描述？

在理论研究中，可以采用投影方法有效地恢复平均场理论中自发破缺的对称性，但是即使这样，在技术上仍然存在许多困难。到目前为止，采用合理的有效相互作用,自洽的平均场理论中自发破缺的对称性只能部分或者近似地采用投影方法进行恢复。例如，受计算机限制，目前只能采用先变分再投影的方法恢复形变原子核的转动对称性，这种近似虽然避免了复杂的数值计算，但是破坏了变分原理。对于原子核平移不变性的恢复，现在普遍采用变分后投影的一阶近似[5]。

因此，要实现有限量子多体系统的微观自洽描述，解决平均场理论中自发破缺的对称性恢复问题，基于自洽的平均场理论建立动量、角动量、粒子数、宇称等量子数投影的生成坐标方法(GCM)理论模型成为原子核结构物理学家努力的方向。同

时,平均场近似中自发破缺对称性恢复带来的效应能否改善对奇特原子核性质的描述也成为亟待回答的焦点问题。

参 考 文 献

[1] 2007 Long Range Plan: The Frontiers of Nuclear Science, http://www.sc.doe.gov/production/henp/np/nsac/docs/Nuclear-Science.Low-Res.pdf

[2] FAIR Facility for Antiproton and Ion Research, http://www.gsi.de/documents/ DOC-2007-Oct-167-1. pdf

[3] http://www.riken.jp/engn/

[4] The Science of the Rare Isotope Accelerator (RIA), http://www.orau.org/ria/pdf/RIAFINAL.pdf

[5] Ring P, Schuck P. The Nuclear Many-Body Problem. Heidelberg: Springer, 1980.

撰稿人：孟　杰　尧江明
北京大学物理学院

用 AdS/CFT 对偶方法研究强子物理和强耦合夸克物质

Study Hadron Physics and Strongly Coupled Quark Matter by Using AdS/CFT

建立在 Planck 标度的 10 维弦理论与描述基本粒子之间强相互作用的色 $SU(3)$ 非阿贝尔规范理论(量子色动力学)似乎没有什么联系。但是实际上它们之间似乎又有着深刻的联系。

弦理论诞生在 20 世纪 60 年代末期，它的初衷正是为了描述强相互作用[1]。但是最终量子色动力学取代了弦理论成为描述强相互作用的基本理论。经过 30 多年的发展，现在的弦理论离当时的初衷越来越遥远，却有了更远大的目标：希望统一引力、电弱相互作用和强相互作用而成为描述一切的理论。

让我们再回过头来看看量子色动力学在过去 30 多年里的发展。1973 年，Gross, Politzer 和 Wilczek 发现了非阿贝尔规范场论具有渐近自由的性质[2]，就是说，当能量越来越高时，相互作用变得越来越弱。当带有色荷的粒子的距离离得很近，耦合常数变得越来越小，可以用微扰 QCD 进行解析计算。微扰 QCD 的结果得到了深度非弹散射实验的精确检验，表明了 QCD 在高能量区的巨大成功，从而促使 2004 年诺贝尔物理学奖授予给了 Gross，Politzer 和 Wilczek。但是当能量越来越低时，夸克之间的相互作用的耦合强度越来越大，色荷被逐渐禁闭在强子大小的范围内。色禁闭问题成为当前理论物理的一大难题。QCD 本身对于处理非微扰区的物理，包括强子谱、强子结构等似乎束手无策(当然可以把 QCD 放在格点上得到比较可靠的数值结果)。

1997 年底，Maldacena 提出了一种 Anti-de Sitter (AdS)空间中的第二类 B(IIB)型的超弦理论与位于这个空间边界上的共形场论(CFT)之间有对偶性的假设，即 AdS/CFT 对偶的猜想[3]。如大 N 极限下四维的最大超对称性规范场论(N=4SYM 共形场论 CFT)的强耦合区域与超 10 维 Anti-de Sitter(AdS5×S5)空间中的 IIB 型超弦理论的弱耦合区域的对偶关系。这种对应给出规范场与超弦物理可观测量间的明确对应。这种对偶性激发了大家无限的热情去探索与强耦合 QCD 对偶的弱耦合的弦理论，从而希望能准确描述 QCD 强耦合区的物理，如强子谱、胶球及高激发态[4]。

这个猜想最近也被用于研究强耦合夸克胶子等离子体这一在 RHIC 实验产生的真实体系[5]。在过去三年里，应用 AdS/CFT 对偶研究 QCD 真空性质及强耦合夸

克胶子等离子体吸引了许多理论物理学家的关注，并取得了意想不到的好结果。最著名的结果是：① 近乎理想流体性质，Kovtun, Son 和 Starinets 应用 AdS/CFT 对偶发现强耦合超对称的 Yang-Mills 规范理论的黏滞系数与熵的比值非常小，近乎理想流体；② 重味夸克的能量损失，在过去一年里，有相当大量的工作应用 AdS/CFT 对偶考察了重味夸克穿过强耦合规范理论系统的能量损失，得到了与 RHIC 实验结果定性一致的结果；③ 退禁闭相变温度，应用 AdS/CFT 对偶计算退禁闭相变温度，可以得到与格点计算吻合的结果。

尽管应用 AdS/CFT 方法研究强子物理和强耦合夸克系统已逐渐成为国际研究的热点，但是总的来说，整个领域仍然处于非常初步的状态，离描写现实的强相互作用物质世界还比较遥远。目前最为迫切的问题是应该找到与真实 QCD 对偶的弦理论。

参 考 文 献

[1] Nambu Y. Phys. Rev. D, 1994, 10: 4262; Nielsen H B, Olesen P. Nucl Phys B, 1973, 61: 45; Susskind L. Nuovo Cim A, 1970, 69: 457.

[2] Gross D J, Wilczek F. Phys Rev Lett, 1973, 30: 1343; Politzer H D. Phys Rev Lett, 1973, 30: 1346.

[3] Maldacena J M. Adv Theor Math Phys, 1998, 2: 231-252.

[4] Son D T, Stephanov M A. Phys. Rev. D, 2004, 69: 065020; de Teramond G F, Brodsky S J. Phys Rev Lett, 2005, 94: 201601. Rold L D, Pomarol A. Nucl Phys B, 2005, 721: 79. Erlich J, Katz E, Son D T, et al. Phys Rev Lett, 2005, 95: 261602. Sakai T, Sugimoto S, Prog. Theor Phys, 2005, 113: 843; Sakai T, Sugimoto S. Prog Theor Phys, 2006, 114: 1083; Karch A, Katz E, Son D T, et al. Phys Rev D, 2006, 74: 015005; Shock J P, Wu F, Wu Y L, et al. JHEP, 2007, 0703: 064.

[5] Kovtun P, Son D T, Starinets A Q. Phys Rev Lett, 2005, 94: 111601; Liu H, Rajagopal K, Wiedemann U. Phys Rev Lett, 2006, 97: 182301.

撰稿人：黄　梅

中国科学院高能物理研究所

寻找胶子球

Search for Glueball

在过去的40年中，我们对强相互作用的性质有了飞跃性的认识，我们认识到核子(质子和中子)是由更小的微粒“夸克”(q) (一种自旋1/2的费米子)通过交换一种叫做“胶子”(g)的玻色子(自旋为1)束缚在一起而形成的。这些夸克除了具有1/2的自旋，同时还带有“味道”和“颜色”等内禀性质以便把它们相互区别开来。它们除了可以组合成类似于质子和中子的“重子”(具有半整数自旋1/2, 3/2, 5/2, …)，也可以由正反夸克组成具有整数自旋的“介子”(0，1，2，…)，重子和介子统称为“强子”[1]。研究发现正是由于夸克带有“颜色”，从而导致它们之间可以通过交换同样带有“颜色”的胶子发生相互作用，成功描述这种相互作用的理论即是所谓的量子色动力学(QCD)。

QCD理论告诉我们，这些夸克之间只能交换使整个强子达到“色中性”的胶子而形成相对稳定的强子。或者说，具有一定寿命的强子必须是色中性的。QCD的这一性质直接导致了一些关于强相互作用的有趣性质(例如，色禁闭和渐近自由)，并且预言了一些可能的新的强子的存在，如完全由胶子组成的所谓的“胶子球”[2]。研究这些强子的性质无疑会大大丰富我们对物质基本相互作用的深刻理解。

由自旋为1的胶子构成的胶子球具有不同于由半整数自旋的夸克-反夸克组成的普通介子($q\bar{q}$)的一些特点。最为显著的是，胶子球不仅可以具有与普通介子一样的自旋-宇称量子数，也可以具有一些与普通介子完全不一样的，新的自旋-宇称态——奇特态。如果在实验上找到这样的强子，这可能成为胶子球存在的最有力的证据之一。遗憾的是目前实验上还没有确定无疑地发现这样的一个强子，更为复杂的是这样的奇特态也可能由多个夸克组成，例如，四夸克态($qq\bar{q}\bar{q}$)。因此，除了量子数，我们还需要从其他方面进行判别，例如，研究胶子球的能谱结构以及它们与普通介子态的跃迁和混合；研究胶子球的产生和衰变机制，探索对胶子球的结构和动力学过程敏感的物理观测量。

对胶子球能谱的研究既有唯象模型，也有从QCD第一原理出发的所谓“格点规范计算”。不同的唯象模型给出的能谱结构有很大的差异，原因是我们对胶子在非微扰能区的行为知之甚少。格点规范计算通过计算机模拟分立的时空格子上的夸克-胶子间的相互作用，然后做连续外推得到连续时空的结果，这样原则上可以得到有关非微扰强相互作用的最直接的信息。但是这一方法目前仍处于发展阶段，还有许多技术性问题没有得到很好的解决，可应用的范围还很有限。有趣的是，唯象

模型和格点规范都认为最低质量的基态胶子球是自旋−宇称为 0^{++}的标量介子，质量大约为$(1.5\sim1.7)\times10^{9}$eV(电子伏特)。这为理论和实验寻找基态胶子球提供了一个有用的参考。

对于胶子球的产生而言，最理想的是那些可以产生丰富的胶子而不是夸克的过程[3]，例如，粲偶素重介子通过丰富胶子的过程辐射衰变或强衰变到胶子球；质子—反质子湮没；或者是高能质子—质子碰撞中通过双胶子衍射产生胶子球。这其中粲偶素辐射衰变 $J/\psi \to \gamma+X$ 是产生胶子球的理想过程之一(γ是光子；X 是所有可能的末态粒子，包含可能的胶子球)。理论计算 $J/\psi \to \gamma gg$ 和 $J/\psi \to ggg$ 的比值发现 $J/\psi \to \gamma+X$ 的衰变主要是通过 $J/\psi \to \gamma gg$ 跃迁，在这一过程中寻找胶子球无疑是比较理想的。类似地，在粲偶素到强子末态衰变中也可以研究胶子球的产生机制，如 J/ψ衰变到一个普通介子和一个可能胶子球的过程。

过去十几年的实验研究积累了一些有意义的结果，在$(1\sim2)\times10^{9}$eV 的范围内，实验基本确定了三个不同的标量介子 $f_0(1370)$、$f_0(1500)$和 $f_0(1710)$，另外还发现了可能的高质量态 $f_0(1790)$和 $f_0(1810)$。其中，$f_0(1500)$和 $f_0(1710)$表现出一些与胶子球较为一致的性质，如 $f_0(1500)$和 $f_0(1710)$在 $J/\psi \to \gamma + f_0$ 中有较大的产生概率等。考虑到由正反夸克组成的基态标量介子最多只能有两个，实验观测到的质量相近的三个态 $f_0(1370)$，$f_0(1500)$和 $f_0(1710)$中有可能存在胶子球的候选者，而 $f_0(1500)$和 $f_0(1710)$极有可能是夸克与胶子态的混合态。

实验上寻找胶子球一直是国际主要的高能物理设施或实验组的主要物理目标之一，例如，Crystal Barrel, Mark-III，DM2, CLEO, Belle, BaBar 等。我国的北京正负电子对撞机(BEPC)在过去的几年中也取得了一些重要的成果，并且能量更新后的 BEPC-II 将是世界上研究粲偶素物理的最佳设施，这使得在 BEPC-II 上研究胶子球具有无可比拟的优势，对胶子球产生和衰变机制的众多可能的过程的精确测量将为我们提供有关胶子球的性质和结构的最重要的动力学信息，完善我们对强相互作用 QCD 理论在非微扰能区的丰富表象的认识。

参 考 文 献

[1] Close F E. Introduction to Quarks and Partons. Academic Press, 1979.

[2] Jaffe R L, Johnson K. Unconventional states of confined quarks and gluons. Phys Lett B, 1976, 60: 201.

[3] Close F E, Tornqvist N. Scalar mesons above and below 1-GeV. J Phys G, 2002, 28: R249.

撰稿人：赵　强

中国科学院高能物理研究所

相对论平均场理论中引入交换项会带来什么新物理？

What New Physics Could be Expected by the Exchange-Term in the Relativistic Mean Field Theory?

1935 年，汤川秀树提出原子核中的核子可以通过交换有质量的介子来传递强相互作用[1]，由此预言了π介子的存在并得到实验证实。从而促进了以交换 π,σ, ω, ρ 等一系列介子来传递核子之间的相互作用，并定量地描述核子—核子散射问题及有限核性质的有效强子理论发展。

基于介子交换传递强相互作用的相对论平均场理论[2]是目前在相对论框架下处理有限量子多体系统最为有效的理论方法。它不仅成功地描述了绝大多数原子核的基态性质，给出自旋-轨道耦合相互作用、赝自旋对称性、反核子谱中的自旋对称性等的自然解释，而且对当今备受关注的奇特原子核现象也给出了很好的描述[3]，还可以微观自洽地描述原子核的形变、磁矩、激发态和共振态的性质等。

在通常的相对论平均场理论中，由于采用了平均场近似，将介子场当成经典场处理，因此忽略了交换(Fock)项的贡献，使得作为赝标量介子的 π 介子在相对论平均场理论中没有贡献。一方面，由于没有交换项，相对论平均场理论涉及的数值计算比相应的非相对论计算更简单，从而受到广泛的欢迎。另一方面，虽然没有交换项，但是由于相对论平均场理论是一个有效理论，它的模型参数如介子-核子耦合常数、σ 介子质量等可以通过拟合几个双幻核和无限大对称核物质的基本性质得到，所以它依然可以给出绝大多数原子核的很好描述。

然而，随着实验数据的不断增加，原有相对论平均场理论由于没有交换项、无法考虑在强相互作用中起着重要作用的 π 介子的贡献等问题越来越引起人们关注。例如，现有的相对论平均场理论不仅无法再现 Z=50 和 N=82 附近原子核壳结构演化的最新实验数据以及部分子壳层结构，而且还给出了一些实验上并不存在的假壳。同时，相对论和非相对论理论研究均表明，在原子核的壳结构演化中起着决定性作用的是核子—核子相互用中的张量项[4]。而张量项的作用主要反映在交换项中。但是，原有的相对论平均场理论由于没有交换项，因此无法考虑张量项的贡献，所以它自然就不能给出某些原子核的壳结构演化。

为了相对论平均场理论本身的完善，也需要考虑交换项的贡献。在相对论理论框架下，包括交换项，并自洽考虑 π 介子和张量项等的贡献，除了再现前面提到

的原子核壳结构演化外，还会给我们带来什么样的新物理和新现象呢？目前，基于密度依赖的核子—介子有效相互作用的相对论 Hartree-Fock 理论的建立[5]，为回答上述问题迈出了可喜的一步。但是，要真正回答原有相对论平均场理论所不能解释的问题，给出 π 或是其他介子在核子—核子相互作用的交换项中的特殊贡献等，还有许多工作要做。

参 考 文 献

[1] Yukawa H. Proc Phys-Math S Oc Japan, 1975, 17: 48.
[2] Serot B D, Walecka J D. Adv Nucl Phys, 1986, 16: 1.
[3] Meng J, Toki H, Zhou S G, et al. Prog Part Nucl Phys, 2006, 57: 470.
[4] Schiffer J P, et al. Phys Rev Lett, 2004, 92: 162501.
[5] Long W H, Van Giai N, Meng J. Phys Lett B, 2006, 640: 150.

撰稿人：孟　杰　张　颖
北京大学物理学院

相对论核多体问题中的 pp 和 ph 相互作用能否统一

Can One Unify the pp and ph Interaction in the Relativistic Nuclear Many-Body Problem

过去几十年中,平均场理论因其对许多核物理现象的成功描述引起了人们广泛的关注,其中包括基于 Skyrme 或 Gogny 有效相互作用的非相对论平均场理论以及基于有效介子交换的相对论平均场理论等[1~4]。

在相对论平均场理论的框架下，核子间的相互作用由介子和光子场交换提供，核子运动的平均场源自标量介子提供的标量势和矢量介子和光子提供的矢量势。利用有限的几个自由参数，如介子质量、介子—核子耦合常数等，相对论平均场理论在定量描述核物质、β 稳定线附近的原子核以及远离 β 稳定线的丰中子或丰质子奇特核等核多体系统方面已经取得了很大的成功。同时，相对论平均场理论还自然地给出了自旋—轨道耦合势,并基于相对论对称性解释了赝自旋对称性的起源以及提出了反核子谱中可能存在的自旋对称性等。

为了解释偶偶核与奇 A 核之间系统的结合能差以及形变偶偶核的转动惯量系统地小于其邻近的奇 A 核转动惯量等实验结果，自 20 世纪 50 年代以来，原子核中的超流现象,或者说对关联效应,一直是核结构以及核物质研究中的重要课题[5]。1991 年，Kucharek 和 Ring 首次在相对论框架下研究了无限核物质中的超流性[6]。通过量子化介子场，他们导出了相对论的 Hartree-Bogoliubov 方程。但是，如果在粒子—粒子道(pp道)采用单玻色子交换势，则所得到的对称核物质中的对能隙比使用 Gogny 有效相互作用或者更为实际的 Bonn 势得到的结果要大 3 倍左右。因此，在包括对关联的相对论理论计算中，一般都采用非相对论框架下 pp 道的有效相互作用，如有限程的 Gogny 力或者 Skyrme 类型的零程对力等。特别是对于后者，由于其零程性质,可以将耦合的微分积分方程组简化为耦合的微分方程组,使得计算量大为减少。在恰当地考虑对关联和连续谱效应后，相对论的 Hartree-Bogoliubov 方程在对远离 β 稳定线的奇特核性质的描述方面取得了很大的成功[4]。

在相对论平均场计算中,核子在 Hartree 道由介子和光子场交换传递相互作用,然而相同的相互作用是否能用在 pp 道中是一个值得探讨的问题。事实上，在 pp 道中采用单玻色子交换势给出很大的对能隙的原因,可能来自高动量时的对相互作用矩阵元。相对论平均场模型的有效相互作用仅仅通过 Hartree 道的计算调试得到,

也就是只考虑动量小于费米动量的核态。这样的有效相互作用外推到高动量时不一定适合。因此，相对论平均场计算中为了得到合理的对能隙值需要在动量空间采取人为的动量截断，或者考虑更多的其他效应，如介质极化，介质内介子质量减小，引入介子非线性项等，来减小核物质中的对能隙。

另外，目前大多数的相对论平均场计算只有 Hartree 道，没有 Fock 道。仅仅通过 Hartree 道的计算调试得到有效相互作用为了给出核物质和有限核的性质，可能高估了pp道中的单玻色子交换势。在非相对论情况下，通常需要求解的都是Hartree-Fock-Bogoliubov 方程，即同时包括了粒子-空穴道(ph 道)和 pp 道。与之对应，在相对论情况下，为了在 pp 和 ph 道使用相同的有效相互作用，除了 Hartree 道外，还有必要考虑 Fock 道[7]。这样，在求解相对论的 Hartree-Fock-Bogoliubov 方程时，有望通过 Hartree 道、Fock 道以及 Bogoliubov 道计算进行调试，从而得到 pp 道和 ph 道的统一、自洽的相互作用。这是一个很有意思的问题，有望在未来几年之内找到答案。

参 考 文 献

[1] Walecka J D. Ann Phys, 1994, 83: 491.
[2] Serot B D, Walecka J D. Adv. Nucl Phys, 1986, 16: 1.
[3] Bender M, Heenen PH, Reinhard P G. Rev Mod Phys, 2003, 75: 121.
[4] Bohr A, Mottelson B R, Pines D. Phys Rev, 1958, 110: 936.
[5] Kucharek H, Ring P. Z Phys A, 1991, 339: 23.
[6] Long W H, Van Giai N, Meng J. Phys Lett B, 2006, 640: 150.

撰稿人：孟　杰　孙保元
北京大学物理学院

统一场论中的规范等级问题

Gauge Hierarchy Problem in Unification Theory

到目前为止，人类认识到的自然界中的基本相互作用力有 4 种——引力，电磁力，弱力和强力。四种力作用强度千差万别，作用范围也不一样。以量纲为一的耦合常数来表示力的大小，强力的耦合常数是电磁力的 100 倍，是弱力的 10^5 倍，和引力相比更达到了天文数字 10^{37} 倍。引力和电磁力都是长程力，而弱力和强力是短程力，分别在 10^{-18}m 和 10^{-15}m 的距离内发生作用。虽然这四种力的性质迥然不同，但它们在物理上都用场论描述，它们的统一自然也是在场论描述方法上的统一。在量子场论里，和电磁相互作用一样，把质子与中子约束在原子核内的强力和在核子中引起 β 衰变过程的弱力都是规范相互作用，它们满足各自的规范对称性，数学上都用规范群来描述。因此规范对称性在寻求自然界中各种相互作用的量子理论和统一力的尝试中起着重要作用。

电弱统一理论和描述强作用的量子色动力学(QCD)一起构成了粒子物理的所谓标准模型。标准模型成功地解释所有直到 100GeV 能量量级的现象并被高能物理实验以越来越高的精度检验，但是人们远没有满足于它的成功，它更倾向于被认为是某个更基本理论的有效理论。它的缺陷正如它的创立者之一温伯格指出的那样：首先，标准模型描述电磁力和强弱核力，却遗漏了另一个力——那个我们事实上最早认识的力——引力。这可不是心不在焉的小疏忽；我们已经看到，用标准模型里描写其他力的语言(即量子场论的语言)来描写引力，存在难以克服的数学障碍。第二，强核力虽然包含在标准模型里，却似乎跟电磁力和弱核力大不相同，不像一幅图画的一部分。第三，虽然标准模型用统一的方法处理了电磁力和弱核力，但这两种力存在明显的区别(例如，在通常条件下，弱核力比电磁力弱小得多)。我们大概知道电磁力和弱核力之间的区别是如何产生的，但我们还没有完全认识那些区别的根源。最后，除了统一四种力的问题以外，标准模型表现的许多特征不是(像我们喜欢的那样)由基本原理决定的，只是根据实验得来的。这些明显随意的特征包括一张粒子表，大量的常数(如质量比)，还有那些对称性。我们很容易想象，标准模型这些特征中的任何一个或者全部，都可以是另外的样子。温伯格所指出的标准模型的 4 个缺陷从侧面表达了我们对苦苦追寻的万物之理的基本特征的期待，更从理论的逻辑结构的角度指出我们要超越标准模型的强烈愿望。

20 世纪 70 年代初期，人们作了许多尝试来统一电弱相互作用和强相互作用以

便得到一个粒子物理中的大统一理论。寻找大统一理论的重要途径之一是找到一种具有更大对称性的规范群，使得 $SU(3)$，$SU(2)$和 $U(1)$成为它的子群，从物理上说，就是三种力的耦合常数要在大统一能标处汇合。在量子场论里，力的强度依赖于力的媒介粒子的质量和耦合常数。质量来自对称性的自发破缺；而耦合常数是出现在理论基本方程中的数，刻画了媒介粒子在反应中被发射和吸收的强度。大统一的规范对称性在 10^{15}GeV 的能量时破缺了，而在 10^{2}GeV 能量时电弱对称性才开始破缺，这两个能量标度相差如此悬殊！与引力起作用的普朗克能标 10^{19}GeV 相差更大。这就是著名的“规范等级”问题。“规范等级”问题可以换一种方式表达为：既然标量粒子的质量不破坏规范对称性，它们的数值也不能由对称性决定，破坏 $SU(2)\times U(1)$对称性的希格斯粒子的质量为什么比破坏大统一对称性的希格斯粒子的质量小这么多呢？物理学家提出了一些方案试图去理解这个迷惑不解的问题,但最终答案仍然不清楚。其中最有可能理解的当属超对称，超对称提供了一个可以同样描述费米子和玻色子的框架,它在通常的四维时空上附加另外的四维超空间用以容纳费米子奇异的几何性质。超对称变换能在通常空间和超空间之间相互转换，能把玻色子变成费米子，把费米子变成玻色子，这样每个已知的玻色子都有对应的费米子，每个已知的费米子都有对应的玻色子。然而，到目前为止我们还没有观测到已知粒子的超对称伙伴粒子。因此，在现实世界里，超对称显然是破缺掉的。另一种解决规范等级问题的方案是引进额外维度，若存在大的平坦额外维度，自然界中只有一个基本能标——电弱能标，四种相互作用都统一在此能标。标准模型粒子存在于被称为“膜”的普通三维空间中，而引力的媒介粒子——引力子却能在普通三维和额外的 n 维空间中传播。从高维时空来看，这个理论不存在“等级”问题，四维时空中的大能标从高维时空导出时被大尺度的额外维度升高了。另外一种可能性是小的卷曲额外维度模型，在这个模型中存在一个以指数形式卷曲的额外维度，大的指数因子来源于一个三维膜对额外维度的引力扭曲，标准模型粒子存在于另一个三维膜中，大能标通过这个指数因子和电弱能标联系起来而被抬高，由此来解释规范等级问题，然而，如何检验额外维度的存在仍然是一个挑战。

基于在低能标下测得的三种力的耦合常数,在通常的大统一模型中计算它们随能量的跑动，发现它们并不能真正在某一高能标处完全重合。而当考虑超对称后耦合常数随能量的演化有明显的改变，弱混合角的值却几乎不受影响。耦合常数的这种改变使得它们从低能标下的实验测量值向高能量方向跑动时，逐渐接近并在 10^{16}GeV 能量附近汇合在一起。超对称的这个性质使得一度沉寂下来的对大统一模型的研究变得活跃起来，各种大统一模型经超对称改造后发展成为超对称大统一模型。

近几年来，额外维度被广泛应用到大统一理论的研究中，进一步丰富了大统一模型。大统一能标和 10^{19}GeV 的普朗克能标相距很近，仿佛暗示我们任何统一强力

与弱电力的对称性破缺只是更基本的对称性破缺的一部分，不论那个对称性是什么，它的破缺联系着引力与其他三种自然力。也许根本就没有单独的强力、弱力和电磁力的统一理论，而只能有一个囊括了 4 种相互作用的真正的大统一理论。

参 考 文 献

[1] Georgi H, Glashow S L. Unity of all elementary-particle forces. Phys Rev Lett, 1974, 32: 438.

[2] Georgi H, Quinn H R, Weinberg S. Hierarchy of interactions in unified gauge theories. Phys Rev Lett, 1974, 33: 451.

[3] Dimopoulos S. Raby S, Wilczek F. Supersymmetry and the scale of unification. Phys Rev D, 1981, 24: 1681

[4] Hamed N A, Dimopoulos S, Dvali G. The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter. Phys Lett B, 1998, 429: 263; Large extra dimensions：a new arena for particle physics. Physics Today, 2002, 2: 35.

[5] Randall L, Sundrum R, A large mass hierarchy from a small extra dimension. Phys Rev Lett, 1999, 83: 3370.

[6] Weinberg S. The making of the standard model. Eur Phys J C, 2004, 34: 5-13.

[7] Wilczek F. Yang-Mills theory in, beyond, and behind observed reality. hep-ph/0405147 (Solicited contribution to the volume “fifty years of Yang-Mills theory”).

[8] Witten E. Quest for unification. hep-ph/0207124 (based on Heinrich Hertz lecture at SUSY 2002 at DESY. June 2002).

撰稿人：吴岳良

中国科学院理论物理研究所

轻子味混合与 CP 破坏

Lepton Flavor Mixing and CP Violation

20 世纪 60 年代末标准模型的建立成为粒子物理学发展史上的一座里程碑。尽管标准模型取得了巨大的成功，其本身却也面临着许多挑战，近年来实验上最重要的突破来自中微子振荡。在标准模型中，中微子是无质量的费米子，轻子之间不存在味转换。然而自 1998 年以来，太阳、大气、核反应堆和加速器中微子实验都表明中微子存在着微小的静止质量，不同味的轻子之间存在着混合。这些现象已经成为了有坚实实验证据支持的超出标准模型的新物理。因此标准模型不可能是完整的终极理论，它应该只是某种更深层次理论在低能标的一种有效形式，而中微子的质量起源与味混合问题极有可能在这种更基本理论的框架内才得以解决。轻子味混合的动力学是粒子物理学的重大前沿课题之一，对这一课题的深入研究将有助于我们揭示物质之间相互转化的物理本质，从而最终使人们对自然界的认识达到一个新的深度。

在三代轻子框架内，轻子味混合可以用三个混合角与一个 Dirac CP 破坏相位来描述。如果中微子是 Majorana 粒子，则还需要两个额外的 Majorana CP 破坏相位。这两个额外的相位在中微子振荡过程中没有可观测效应，但是会对某些重原子核的无中微子双 β 衰变过程产生影响。对目前中微子振荡实验的整体拟合结果显示轻子味混合呈现出近似“三双最大”的模式，即从太阳中微子实验中测得的味混合角接近 35.3°，从大气中微子实验中测得的味混合角接近 45°，而通过核反应堆中微子实验得到的最小轻子味混合角的最佳拟合值是 0。为什么轻子味混合模式与夸克味混合模式非常不同，如此接近“三双最大”的模式？目前还没有令人信服的答案。如果最小的轻子味混合角与 Dirac 相位都不为零，则中微子振荡过程中会有 CP 破坏现象存在，并且该现象有望在未来的长基线中微子振荡实验中被观测到。精确测量最小的轻子味混合角，进而测量轻子味混合中的 CP 破坏效应是未来中微子实验的主要目标。

为了深刻理解轻子味混合与 CP 破坏的动力学，人们已经做了许多有意义的理论探索。主要的理论研究出发点包括：① 味对称性，即在规范对称性的基础上引入不同味之间的对称性，进而解释轻子味混合结构；② 质量矩阵的零结构，即从费米子质量矩阵结构出发，建立味混合角与质量比值之间的联系；③ 辐射修正，包含重正化群方程跑动效应与重粒子退耦的阈效应两方面。这其中又以味对称性最

为吸引人。最常见的味对称群有正四面体转动群(A_4)，置换群(S_n)，循环群(C_n)以及某些连续群(如 SO_3)等。这些模型大都可以预言“三双最大”的轻子味混合模式，但目前却没有一种非常合理的模型可以在统一理论的框架内同时解释夸克味混合。因此，目前对轻子味混合与 CP 破坏问题的研究主要局限在唯象学层面。而这一问题的最终解决还有赖于未来的精确实验和基本理论上的重大突破。

参 考 文 献

[1] Pontecorvo B, Expt J. Theor Phys, 1957, 33: 549; Expt J Theor Phys, 1958, 34: 247.

[2] Maki Z, Nakagawa M, Sakata S. Prog Theor Phys, 1962, 28: 870.

[3] Fritzsch H. Phys Lett B, 1977, 70: 436; Phys Lett B, 1978, 73: 317.

[4] Bilenky S M, Petcov S T. Rev Mod Phys, 1987, 59: 671.

撰稿人：张　贺　邢志忠

中国科学院高能物理研究所

强子作用朝前区的多粒子产生

Multi-Particle Production in Forward Hadronic Interaction Region

强子-强子非弹性碰撞中，与相碰粒子前进方向夹角很小的一个锥形区称为朝前区。碰撞后分布在这个区域里的次级粒子(包括“领头粒子”在内)数目很少，却携带大份额的相互作用能量。高能强子作用多粒子产生的朝前区，是一个加速器实验尚未能测量、强相互作用理论尚未能处理的区域。由于宇宙线大气簇射的发展，主要由高能宇宙线强子-核作用的朝前区多粒子产生规律所决定，因此，凡是通过大气簇射研究高能宇宙线的各个领域，都与这个问题有密切的关系。

实验方面：加速器强子作用固定靶实验的能量只达到 400 GeV，更高能量的强子作用都是利用对撞机。对撞机实验中，朝前区与束流管道相重叠，成为测量的盲区。通常用赝快度(pseudo-rapidity)$\eta=-\frac{1}{2}\ln\tan\frac{\theta}{2}$来表征次级粒子的朝前度，其中，$\theta$ 是次级粒子发射方向与碰撞粒子入射方向间的夹角。至今，质心系能量为 200~900 GeV 的质子-反质子对撞机只测到$\eta\leqslant 5.5$ 或$\theta\geqslant 0.002°$[1]，质心系能量为 900~1800 GeV 的质子-质子对撞机只测到$\eta\leqslant 3.5$ 或$\theta\geqslant 0.1°$[2]。因此，在η取更大值的朝前区，没有实验信息。

理论方面：强子作用产生的朝前区粒子联系于小传递动量的软强子作用。强相互作用的基本理论量子色动力学(QCD)，只对粒子间的色耦合弱、传递动量大的硬强子作用存在“渐近自由”，可用微扰论 (pQCD) 求解。对软强子作用，由于 pQCD 不适用，还不存在严格的理论描述。至今，对这一部分强子作用的描写，只有依靠在一定理论图象下建立的唯象模型。但是，任何唯象模型都要靠加速器实验提供依据来确定所包含的参量。由于上述实验方面的原因，目前的种种唯象模型对朝前区粒子的描写不可避免地存在着某些假设性和不确定性。

在描写强子作用多粒子产生的各种唯象模型中，一个重要的存疑是：高能下朝前区的粒子产生是否服从 Feynman 标度不变性[3]？在质心系能量为 540~630 GeV 的质子-反质子对撞机上的两个实验 UA5[1] 和 P238[4] 对近朝前区的测量给出差别很大的结果，外推到朝前区，可分别容纳 Feynman 标度不变性破坏及不破坏的两种可能。因此，这是一个首先要通过改进实验测量予以澄清的问题。

在即将运行的质心系能量为 14TeV 的质子-质子对撞机 LHC 上，将有 TOTEM, CASTOR 和 LHCf 三个实验[5]利用束流管道在对撞点外劈裂为二的狭小空隙测量

朝前区的粒子产生。前二者可测量至$\eta\leqslant 7$，后者η可测量至更高。如果这几个新的测量证明高能下朝前区 Feynman 标度不变性成立，则可以合理地认为，这一标度不变性从 1TeV 到 100PeV 都是成立的；反之，则需要回到 TeV 能区，检验这一标度不变性从什么能量开始破坏以及破坏的程度如何依赖于能量。而这一检验，有可能依靠高海拔的高能宇宙线实验来完成[6]。

参 考 文 献

[1] Alner G J, et al. Z Phys, C, 1986, 33: 1.
[2] Abe F, et al. Phys Rev D, 1990, 41: 2330.
[3] Feynman R P. Phys Rev Lett, 1969, 23: 1415.
[4] Harr R, et al. Phys Lett B, 1997, 401: 176.
[5] Lami S. Nucl Phys B, 2008, (Proc.Suppl.) 175-176: 42.
[6] Ding L, et al. Nucl Phys B, 2008, (Proc.Suppl.) 175-176: 162.

撰稿人：丁林恺
中国科学院高能所

量子场论中的基本问题

Foundametal Problem in Quantum Field Theory

20 世纪物理学有两个最重要的发现，即相对论和量子力学，这也是现代物理学所依赖的两大支柱。量子场论作为两者的成功结合很好地描述了自然界四种基本相互作用力中的三种作用力：电磁相互作用，弱相互作用和强相互作用，即只有引力相互作用除外。量子场论很好地把波粒二象性统一起来描述，这样通常观念中的粒子可以解释为量子场所对应的能量量子，为此，要描述一种粒子及其相互作用需相应地引入一种量子场。

在定域量子场论的框架下，各种相互作用都不是瞬时发生的，而是通过传播子来传递相互作用。在微扰量子场论的计算中，相互作用总是发生在一些点上，即对于任何一个洛伦兹观测者而言相互作用都是发生在时空中一个确定的点上。而量子力学表明，无限小的距离意味着无穷大的能量，这就是为什么在计算物理量时常常得到无穷大的结果。但是物理中的可观测量必须是有限的，这个困难曾一度使得量子场论几乎被放弃。为了克服这个紫外发散的困难，人们发展了正规化和重正化理论。可以说重正化理论是量子场论的一个关键性的成功，一个理论是否可重正，是判断所构造的量子场论是否自洽的重要判据之一。杨-米尔斯规范场理论也是在特霍夫特和沃特曼证明了是可重正之后才被广泛使用的，他们也因此获得了诺贝尔物理学奖。维数正规化逐渐成为最常用的一种正规化方法，但维数正规化仍然有其局限性。

在重正化理论中，重正化群起着关键作用。依据重正化群的性质，粒子物理学家进一步发展了有效量子场论，这时，可重正性就变得不那么重要了。但作为基本量子场论，可重正性仍然是一个重要的判据条件。有效量子场论的一个基本想法是：在构造一个量子场论时并不一定要求这个量子场论是可重正的，有效的概念就在于这样的量子场论只能刻画某个特征能标以下的物理，或者说这样的量子场论在一定的能标下是有效的。在有效场论中，那些不可重正的项的效应总是被所关心的能标与其对应的特征能标之比所压低。然而，尽管对任意给定的能标，有效理论都可以达到一个给定的精确度，但是当要求有效理论的精度或者能标不断增加的时候，必须考虑越来越多的压低项，也即需要考虑满足对称性要求的所有可能的项，这就要求对高能标的物理有越来越多的了解，甚至会导致新的理论的建立。

在有效场论的意义下，没有任何理由仅仅把爱因斯坦的广义相对论看作是一个量子引力理论，那些曲率的高次项和更高阶导数项应当是可以出现的，只是这些项

被接近普朗克能量标度的特征能标的幂次数压低了，即这些项在远低于特征能标下的效应变得可以忽略。到目前为止，引力的量子理论还完全没有建立。有人认为，可以让标准模型和爱因斯坦引力理论在各自成立的领域内应用就行。但是宇宙学的发展却不可避免的将他们联系起来。如极早期宇宙尺度很小，从而有很明显的量子效应出现，而且那时宇宙的密度又很大，因而引力效应也相当显著。大多数物理学家很难相信人们对宇宙更深层的认识的理论基础是由两个虽然重要然而却搭配不起来的数学框架进行拼接起来。为此，理论物理学家发展出超弦理论，它被认为是描写量子引力理论的最有希望的候选者和研究新的基本理论的一个可能途径，但要取得成功，还有许多重大的困难和细节需要理论物理学家用心去思索。

深刻理解量子场论中出现的无穷大，深入探讨物质的基本组元，发展自洽的量子引力理论，将是量子场论研究的重要方向，而弦理论可看作是量子场论发展的一个重要方向，不管成功与否，都会激发人们最终寻找到一个更基本的理论，正像弦理论本身也是在量子色动力学强相互作用弦的启发下发展而成的一种理论。量子场论中基本问题的解决必将给量子场论以及人们对物质时空的观念带来革命性的突破。

参考文献

[1] Weinberg S. What is quantum field theory and what did we think it is. hep-th/9702027.

[2] Witten E. Comments on string theory. hep-th/0212247.

[3] Polchinski J. M theory: uncertainty and unification. hep-th/0209105;

[4] Witten E. Reflections on the fate of spacetime. Physics Today, 1996, 4: 24.

[5] Wu Y L. Symmetry principle preserving and infinity free regularization and renormalization of quantum field theories and the mass gap. Int J Mod Phys A, 2003, 18: 5363-5419; Wu Y L. Symmetry-preserving loop regularization and renormalization of QFTs. Mod Phys Lett A, 2004, 19: 2191.

撰稿人：吴岳良
中国科学院理论物理研究所

量子场论的严格解

Exact Solution of Quantum Field Theory

在基本物理学理论的研究中量子场论具有特殊的地位。因为如果承认狭义相对论和量子力学的基本原理，任何可能物理理论在低能区都将表现为一种量子场论。目前已知的物质世界4种基本相互作用除了引力之外的其他3种都表现为某种特定的量子场论，而描述引力的广义相对论在目前实验可望达到的精度内也完全可以不用弯曲时空而用在平直时空里的特定量子场论——Yang-Mills引力理论来替代。人们还发现很多高维时空理论在4维时空中的效应完全可以用4维时空中特定的量子场论来反映。种种迹象表明量子场论可能是自然界最基本的相互作用理论框架，如果对它能够实现一般性的精确求解，人们就能够完整地了解和掌握其中蕴含的所有信息和奥妙，为人类深入了解自然提供巨大的帮助。目前人类远远做不到这一点，只能依靠诸如微扰展开等一些近似方法对量子场论进行近似计算，或采用计算机直接进行数值计算。近似计算和数值计算相对严格求解来说存在本质性的缺陷，这些缺陷困扰着很多从事理论研究的物理学工作者。如每种近似计算都必存在有近似不好的区域，在此区域近似方法完全失效。数值计算即受限于计算机的能力，也很难举一反三进行解析延拓。

目前已有的精确可解的量子场论多数是 2 维时空中的一些特定理论模型，如 Schwinger 模型(2 维无质量的量子电动力学)，Thirring 模型，单分量的 Gross-Neveu 模型等。十几年前，Seiberg 和 Witten 精确求解了 4 维时空中的 N=2 超对称理论，引起了物理学界的轰动。为了从研究理论的精确可解性，人们也专门开展了对可积系统的研究，发展了相应的理论。

从数学上看，费恩曼把量子场论表述为对给定的拉普拉斯量进行泛函积分。严格求解量子场论意味着要把泛函积分真正地积出来。那些已被求解的量子场论模型的可解性都可化为在某种特别的处理下，可以完成这种无穷重的积分。能否把这些技巧应用到更广泛的量子场论模型，或能否发展出更有效的求解方法是对人类智力的极大挑战。

撰稿人：王　青
清华大学物理系

夸 克 星

Quark Stars

20 世纪人类认识自然的重要成就之一是建立了粒子物理标准模型。它认为自然界的基本费米子包括轻子与夸克，而规范玻色子传递着它们之间的相互作用。描述夸克之间强相互作用的基本理论为量子色动力学(QCD)；它在高能标(高温或高密度)极限下相互作用趋于消失(这一特征称为“渐近自由”，此时可以在微扰论框架内处理 QCD)，但在低能标(低温且低密度)情形夸克之间存在很强的耦合。高能微扰 QCD 非常成功，实验与理论很好地吻合；但 QCD 的低能非微扰行为却比较复杂，认识相对不足。事实上，当今高能物理领域极具挑战性的课题之一就是研究 QCD 的非微扰效应(包括夸克解禁闭与手征相变、夸克物质的状态、QCD 相图等)。

夸克物质以夸克和胶子为基本自由度。如果忽略夸克之间的相互作用，低温夸克物质可以处理为费米气。但自 20 世纪 70 年代起，人们开始注意到：因夸克之间存在吸引作用，夸克物质的费米面很可能是不稳定的。类似于低温金属中电子的超导态，夸克物质也可能处于色超导状态。20 世纪 90 年代关于色超导的讨论逐渐展开，提出三味色味锁相、两味色超导相等不同的色超导态。然而基于天体物理研究，也出现了“冷夸克物质处于固态相”的看法[5]：夸克可能因其间强的相互作用而在位形空间凝聚成团。当温度足够低以致热动能远低于夸克团之间的作用能时，夸克物质呈现固态。因这种固体类似于人们日常生活中的固体，故称为普通固体。如果假设色超导能隙存在空间调制而破坏空间平移对称性，也有计算表明色超导物质也可以具有刚性。这样的超流态也可以看作为一种固体，称为超固体[2]。

除了微观领域的成就外，包括恒星在内的天体物理研究也加深了人们对于宇观现象的认识。对作为宇宙重要层次之一恒星的研究在天体物理中占有关键地位。一般认为恒星在分子云中因引力不稳定作用而诞生，中心点燃核聚变反应而成为主序恒星后享受其相对漫长的一生。不同初始质量的恒星选择不同的“死亡”方式：质量较小的恒星最终成为白矮星，而质量较大的恒星会通过超新星爆发结束主序阶段的演化，形成残骸中子星或黑洞。目前探测发现的中子星近 2000 颗，它们的观测特征非常丰富。

中子星的平均密度超过原子核的密度。尽管中子星观测研究进展显著，但观测表现对物态依赖性并非敏感，且因几倍于原子核密度物质的状态本质上属于非微扰 QCD 问题，故至今关于中子星内部结构或物态一直没有定论[4]。这导致“中子星

物态”问题被粒子物理学家和天体物理家所共同关注：前者寄望利用中子星这一得天独厚的“天体实验室”认识 QCD 的非微扰行为，而后者认为此问题与包括超新星在内的大质量恒星晚期演化、中子星相关若干天体物理过程等紧密联系。

依赖物态的差异，中子星又分常规中子星(normal neutron star)和夸克星(quark star)两类[1]。前者以核物质(或称中子物质，以强子为自由度)为主构成，后者主要组分为夸克物质。因这两类中子星结构存在显著区别，观测上证认常规中子星或夸克星就显得尤为重要、意义深远[3]。很遗憾，由于观测和理论上的困难，这一目标至今还没有实现。尽管尚未彻底肯定或否定夸克星的存在，但目前确实显现一些夸克星的可能证据：例如，观测上对中子星质量和半径的限制，脉冲星射电辐射子脉冲的漂移现象，未明确发现中子星表面热辐射成分中原子谱线特征，脉冲星进动现象，软伽码射线重复暴发源的巨耀斑等[5]。

众所周知，脉冲星研究学者曾经分别于 1974 年和 1993 年两度获得诺贝尔物理学奖。未来若能够证明脉冲星为夸克星，在这个领域颁发第 3 次诺贝尔物理学奖是有可能的。值得一提的是，今后几年内我国将建成最大口径射电望远镜——FAST。它强大的观测能力，势必使得我国相关天体物理的研究走上一个新的台阶。

参 考 文 献

[1] Lattimer J M, Prakash M. The physics of neutron stars. Science, 2004, 304: 536.

[2] Mannarelli M, Rajagopal K, Sharma R. The rigidity of crystalline color superconducting quark matter. Phys Rev D, 2007,76: 4026.

[3] Owen B J. Maximum elastic deformations of compact stars with exotic equations of state. Phys Rev Lett, 2005, 95: 211101.

[4] Weber F. Strange quark matter and compact stars. Prog Part Nucl Phys, 2005, 54: 193.

[5] Xu R X. Astrophysics of compact stars. New York, 2008, AIP Conference proceedings, 2008, 968: 197.

撰稿人：徐仁新

北京大学天文系

夸克和胶子是如何构成核子的?

How do Quarks and Gluons Make up Nucleons ?

在宇宙中的可见物质中，90%以上的物质都是由核子(即质子和中子)组成的。研究核子内部结构，是近半个世纪人类探索物质微观结构的最前沿课题。

20 世纪 60 年代在夸克模型出现之前，核子被认为是没有结构的基本粒子。根据经典的夸克模型，核子由三个夸克组成。质子由两个带正 2/3 电荷的 u 夸克和一个带负 1/3 电荷的 d 夸克组成，而中子则由一个带正 2/3 电荷的 u 夸克和两个带负 1/3 电荷的 d 夸克组成。u 和 d 两种夸克质量近似相等。随着 70 年代现代强相互作用理论量子色动力学(QCD)的提出和实验验证，我们知道夸克是通过交换胶子发生相互作用的，而胶子有时又可以转化为一对正反夸克，如 $\bar{u}u$ 和 $\bar{d}d$，甚至更重的正反奇异夸克对 $\bar{s}s$。从而，核子是由 3 个价夸克加上胶子场及其派生出的一些正反奇异夸克对组成。

直至 90 年代初，人们都还假定由胶子场派生出的 $\bar{u}$ 和 $\bar{d}$, s 和 $\bar{s}$ 是对称的。但随后的高能电子-质子的深度非弹散射和高能质子-质子的轻子对产生实验均测量出质子中的反夸克 $\bar{d}$ 的数目要比 $\bar{u}$ 的数目多约 0.12 个[1]。这表明 $\bar{u}u$ 和 $\bar{d}d$ 不只是以胶子微扰涨落的形式出现，应与价夸克存在某种非微扰关联。如介子云图像认为质子中的介子云以 Nπ^+为主，其中中子 N 由 udd 组成，π^+介子由 $\bar{d}u$ 组成，这样就自然地给出了质子中的反夸克 $\bar{d}$ 的数目要比 $\bar{u}$ 的数目多的结果；而五夸克成分的夸克对图像则认为质子中的五夸克成分主要以 $\bar{d}$[ud][ud]的形式存在，这样也能够自然地给出了质子中的反夸克 $\bar{d}$ 的数目要比 $\bar{u}$ 的数目多的结果。这两种不同的图像对质子中的 s 和 $\bar{s}$ 分布给出了完全不同的预言。最近国际上最精确的电弱相干实验声称观测到质子的奇异磁矩为正，奇异电形状因子为负[2, 3] 的迹象。奇异电形状因子为负意味着奇异半径为正，即平均来说，带负电的奇异夸克 s 比带正电的反奇异夸克 $\bar{s}$ 更远离质子的质心运动。这些实验结果与五夸克成分的夸克对图象预期的相一致，但其可靠性仍受到置疑[4]。

至今为止，关于夸克和胶子是如何构成核子的仍没有定论。如果我们对核子这一最基本、最简单的强相互作用系统都不能很好的描述，则很难说我们真正了解了强相互作用这一自然界基本相互作用。

参 考 文 献

[1] Garvey G T, Peng J C. Prog. Part Nucl Phys, 2001, 47: 203.

[2] Armstrong D S, et al. Phys Rev Lett, 2005, 95: 092001.
[3] Aniol K A, et al. Phys Rev Lett, 2006, 96: 022003.
[4] Young R D, et al. Phys Rev Lett, 2006, 97: 102002.
[5] Thomas A W, Weise W. The structure of the nucleon. Berlin: Wiley-VCH , 2001.

撰稿人：邹冰松
中国科学院高能物理研究所

核子的奇异夸克反夸克不对称性

The Nucleon Strange Quark-Antiquark Asymmetry

自从20世纪60年代末高能电子轰击质子的深度非弹性散射的实验结果显示出核子的夸克和胶子结构后，对核子内海夸克的研究一直是高能物理一个前沿方向。强子内部不仅有价夸克，还存在着海夸克和胶子。原来人们朴素地认为，核子内的海夸克对轻味的上夸克和下夸克是对称的。80 年代发现 Gottfried 求和规则破缺的实验表明，核子海内的上下两味夸克的分布是不对称的。由于核子的奇异量子数为0，即核子内即便有奇异夸克成分的话，它们的夸克与反夸克数目是绝对抵消的。因此，人们还朴素地认为，核子海内奇异夸克与反夸克的分布是对称的。然而，80年代的一些理论研究先是无意发现核子海内奇异夸克与反夸克的动量分布不对称性，后来的深入研究使得人们对此问题开始关注并形成一个活跃的研究方向。从理论上，造成这么分布不对称的机制是什么？另外，如何在实验上测量这种不对称性？这已成为高能物理研究关注的一个重要方向。

2002 年 NuTeV 反常现象的报道使得这个问题再次得到关注。在标准模型中有一个非常重要的物理量——Weinberg 角或称弱角(weak angle)，它的精确值对于检验标准模型有着至关重要的作用。在 NuTeV 实验组给出最新的实验结果之前，包括 Weinberg 角在内的一切电弱可测量的实验值都与标准模型给出的理论预言值符合得很好。NuTeV 实验组是利用中微子和反中微子与铁靶的深度非弹散射过程来测量 Weinberg 角的。在考虑了各种可能的误差之后，NuTeV 实验组得到的测量值与其他实验值相差三个标准偏差，这一反常现象引起了粒子物理学界极大的关注。因为如果这种现象不能够在传统的物理图像内得到解释,那么这可能意味着存在着标准模型之外的新物理？反之，如果这种反常能够在标准模型之内得到解释，那么是否意味着在标准模型中还存在着为人们所不知道的物理现象呢？对这种反常现象的这两种解释，不论是哪种都足以让人们对粒子物理有新的认识。

一些深入的研究表明，在一些非微扰 QCD 的理论框架内导致的核子海中奇异-反奇异夸克分布不对称性可以造成对 Paschos-Wolfenstein 关系的修正，而这种修正能够使 NuTeV 测量到的 Weinberg 角的值与标准模型预言值之间的差异减小30%~100%。这样的不仅解释了 NuTeV 反常现象，也说明了 NuTeV 反常也可能是对奇异海夸克分布不对称的一种支持。

然而，也有一些模型给出的理论预言不能或不足以解释 NuTeV 反常。因此，对核子海内奇异夸克与反夸克不对称的精确定量测量对这个回答是否正确是至关

重要的。探索可靠的测量核子海内奇异夸克与反夸克不对称的实验方案并开展相应的实验研究，对问题的解决是关键的。

另外，如果核子海内奇异夸克与反夸克的动量分布是不对称的，这意味着它们的自旋分布也可能是不对称的。而美国杰斐逊国家实验室（JLab）关于核子奇异夸克磁矩的实验恰好也表明核子的奇异磁矩不为零，这是核子海内奇异夸克与反夸克自旋分布不对称的实验证据。而且，核子奇异磁矩的实验值与早期的理论预言也不一致，这又导致一个新的热点问题。

核子海内的奇异夸克与反夸克的动量分布和自旋分布，它们对核子自旋和磁矩的贡献等，已成为高能物理理论和实验研究的一个活跃的方向。

参 考 文 献

[1] Brodsky S J, Ma B Q. The quark / anti-quark asymmetry of the nucleon sea. Phys Lett B, 1996, 381: 317.

[2] Signal A I, Thomas A W. Possible strength of the nonperturbative strange sea of the nucleon. Phys Lett B, 1987, 191: 205.

[3] Burkardt M, Warr B. Chiral symmetry and the charge asymmetry of the s anti-s distribution in the proton. Phys Rev D, 1992, 45: 958.

[4] Kretzer S, Olness F, Pumplin J, et al. The parton structure of the nucleon and precision determination of the Weinberg angle in neutrino scattering. Phys Rev Lett, 2004, 93: 041802.

[5] Ding Y, Ma B Q. Contribution of asymmetric strange-antistrange sea to the Paschos-Wolfenstein relation. Phys Lett B, 2004, 590: 216.

[6] Gao P Z, Ma B Q. Influence of heavy quark recombination on the nucleon strangeness asymmetry. Phys Rev D, 2008, 77: 054002.

[7] Mason D, et al. Measurement of the nucleon strange-antistrange asymmetry at next-to-leading order in QCD from NuTeV dimuon data. Phys Rev Lett, 2007, 99: 192001.

[8] Zou B S, Riska D O. The s anti-s component of the proton and the strangeness magnetic moment. Phys Rev Lett, 2005, 95: 072001.

撰稿人：马伯强
北京大学物理学系

格点量子色动力学的非微扰研究

Non-Perturbative Study of Lattice Chromodynamics

量子色动力学(quantum chromodynamics, QCD)是目前公认的关于强相互作用的基本理论，它是关于强相互作用物质(夸克、反夸克、胶子)之间相互作用机理的量子规范理论。QCD 的一个十分显著的特性就是其在高能区的渐近自由以及低能区的禁闭(夸克、反夸克结合成色单态的强子)。因此，在 QCD 的理论研究中，必须结合微扰以及非微扰的研究方法。而非微扰的研究方法在低能区显得更为重要。但是，开展对量子色动力学的非微扰研究是十分困难的，这使得解释量子色动力学的低能区禁闭成为著名的世界难题。格点场论是 20 世纪 70 年代由 K. Wilson 提出的一种研究量子场论的非微扰方法。由于 QCD 中显著的非微扰特性，格点场论的方法最先被运用到 QCD 的非微扰研究中，这就是格点量子色动力学(lattice QCD, LQCD)。格点量子色动力学将时空分立为格点，场变量则定义在格点上。运用路径积分的语言和大规模 Monte Carlo 进行数值模拟，LQCD 从定义到计算实现了完全的非微扰化。因此，格点量子色动力学是从量子色动力学的第一原理出发的非微扰理论研究方法。经过多年的发展，格点量子色动力学已经成为研究强相互作用和强子物理的最主要的非微扰场论方法。运用 Monte Carlo 数值模拟的方法对于格点量子色动力学的非微扰特性的研究将大大加深我们对于强相互作用基本特性的了解。

参 考 文 献

[1] Smit J. Introduction to quantum fields on a lattice. Cambridge: Cambridge University Press, 2002.

撰稿人：刘　川
北京大学物理学院

费米-杨介子存在吗?

Does Fermi-Yang Meson Exsist ?

大约 60 年前，费米(Fermi)和杨振宁(Yang)猜测传播强作用的介子有可能是由重子和反重子束缚而成[1],丁肇中称此举“开了研究基本粒子内部结构的先河”(丁肇中：“杨振宁小传”)。历史上 Fermi-Yang 模型经过坂田模型最终演化成了今天的关于强子的夸克模型。今天我们已认识到介子(如 π, K, η 等)一般是由夸克和反夸克所组成，重子(如质子,中子, Λ, Σ 等)是由 3 个夸克构成，反重子由 3 个反夸克构成。这样重子-反重子束缚态就是 3 个夸克和 3 个反夸克(共 6 个正反夸克)所组成的粒子了。这种由 6 个夸克所构成的介子(即费米-杨介子)存在吗？这是一个非常具有挑战性的问题。

上述问题属于量子色动力学(QCD)中关于多夸克奇特态的研究。这方面有很多工作，其开创性工作当属 1977 年 Jaffe 的研究。在 QCD 提出后，美国 MIT 的教授 Jaffe 于 1977 年指出 4 夸克态 $q^2\bar{q}^2$ 介子可能存在[2]，其自旋为 0，宇称为+，构成味 SU(3)九重态，质量大致在 600~1000MeV 等，这和实验上发现的标量介子九重态相符。

早在 QCD 出现之前，人们就知道了夸克模型和“组分夸克”(即“层子”)的观念，组分夸克的质量大致是 330~400MeV，因此 4 夸克态介子的质量应该大致是 1300~1600MeV，这明显与 0(+)介子基态的质量不符，同时将 2 个正夸克和 2 个反夸克“捆绑”或束缚在一起的动力学是什么又是一大疑难。1977 年 Jaffe 在文献[2]中回答了这些挑战性问题。他用 QCD 理论计算了 4 夸克态介子内部的夸克之间单胶子交换对简单组分夸克模型的修正，发现来自这种单胶子交换的“短程力”(即色磁相互作用力)会造成约 600MeV 的质量亏损，这是一个非常大的数，意味着很强的束缚力。从而有说服力地表明了 0(+)4 夸克态介子存在的合理性。相关研究还导致了“di-quark”的观念，引伸出很多研究，Jaffe 当年的这项工作至今仍是理解很多奇特强子现象的思想源泉之一，该文的引用率已超过 2000 次。

一个自然的想法是能否把上述 4 夸克态的理论推广到 6 夸克态呢？也就是说是否 $q^3\bar{q}^3$ 系统也像 $q^2\bar{q}^2$ 系统一样有着很大的质量亏损呢？这个问题也就是费米-杨介子是否可以存在的问题。丁桂军、平家伦、闫沐霖 2006 年完成了 Jaffe 理论向 $q^3\bar{q}^3$ 的推广[3]。他们发现 $q^3\bar{q}^3$ 赝标介子(即 J(P)=0(−))系统的最大质量亏损可达−82.533C ≈−82.533×15≈−1240MeV，这意味着该赝标和味单态介子的质量将大致是 900~

1000MeV (即: 6×(组分夸克质量)−|质量亏损|)。实验上赝标、味单态介子基态是 η'(960),其质量和量子数都和文献[3]中基于色磁的计算相符，这明确支持了 η'(960)是一个 $q^3\overline{q}^3$ 介子，即 η'(960)是一个费米–杨介子。

然而已被多年研究过的 η'(960)通常也被认为是一个像 π, K, η 那样的 $|q\overline{q}\rangle$ 介子态，但是它不能是所谓的第九种 Goldstone 玻色子，它的质量比 π, K, η 大许多，这种额外质量从何而来就成了问题，'t Hooft 曾经给出个一个说法：η'可以接受一种源于 QCD $U_A(1)$轴矢流反常和非平庸 θ 真空所产生的质量[4]。可这还只是一种说法，并非定论，并非是没有争议的，正如文献[5]在 203 页上所云：'*While the proof that precisely these phenomena (i.e., axial anomaly plus θ-vacuum) do occur in QCD is not without controversy, it would appear that the route by which Nature has chosen to avoid a ninth Goldstone boson.*' [“要精准地证明这种现象(即 axial anomaly plus θ-vacuum) 确实发生在 QCD 中，是并非没有争议的，看来似乎是自然界选择了这样一个避免第九种 Goldstone 玻色子的方案。”]

于是，人们可以问 η' 究竟是一个普通的 2 夸克态介子还是一个 6 夸克态费米–杨介子呢？或者一般性地问,费米–杨介子在物理上存在吗？这是一个值得进一步研究的有趣问题。

参 考 文 献

[1] Fermi E, Yang C N. Are mesons elementary particle? Phys Rev 1949, 76: 1739.

[2] Jaffe R J. Multiquark hadrons. I. Phenomennology of $q^2\overline{q}^2$ mesons. Phys Rev D，1977，15：267; Jaffe R J. Multiquark hadrons. II. methods. Phys Rev D, 1977, 15: 281.

[3] Ding Guijun, Ping Jialun, Yan Mulin. Spectroscopy of $q^3\overline{q}^3$ states in quark model and baryon-antibaryon enhancements. Phys Rev D, 2006, 74: 014029.

[4] 't Hooft G. Computation of the quantum effects due to a four-dimensional pseudoparticle. Phys Rev D, 1976, 14: 3432.

[5] Donoghue J F, Golowich E and Holstein B R. Dynamics of the Standard Model. Cambridge: Cambridge Univ Press, 1992: 91-96, 201-206.

撰稿人：闫沐霖

中国科学技术大学交叉科学理论研究中心

对称性和对称破缺机制

Symmetry and Symmetry Breaking Mechanism

对称性和对称破缺在自然科学的研究中起着非常重要的作用。从极小粒子到极大宇宙的各个层次都会涉及对称性和对称破缺,即呈现由对称性和对称破缺支配的一些基本规律。不同种类的粒子、不同种类的相互作用、乃至我们生存的时空和物质世界以及整个复杂纷纭的自然界——包括人类自身,其实都可看作是对称和对称破缺的产物。对称性和对称破缺对于认识自然界具有重要意义, 已成为具有普适性的重大科学问题。

物理学中的对称性是指一个系统的一组不变性。数学上, 利用群论来研究对称性。自然界的许多对称性本身就是物理的, 如分子的转动与反射、晶格的平移。对称性可以是分离的(具有有限的数目), 如八面体分子的转动, 也可以是连续的(具有无限的数目), 如原子或核子的转动。对称性可以是更一般的和抽象的, 如:CPT 不变性(粒子-反粒子变换、左右镜像变换和时间反演对称性)以及与规范理论相关的对称性。

物理学的重要任务之一就是揭示宇宙世界所具有的各种类型的对称性。如对空间性质进行变换所对应的对称性称为空间对称性,对时间性质进行变换所对应的对称性称为时间对称性, 与时间和空间相独立的变换所体现的对称性称为内部对称性。内部对称性又分为整体对称性和局域对称性。

在粒子物理学中, 可以说, 对称性决定了相互作用。爱因斯坦的狭义相对论就是由 Poincarē 群结构所决定的描述时间与空间对称性的理论。时间延缓与长度收缩可以由对称性和四维不变量来理解。在粒子物理标准模型中, 四种基本作用力由规范对称性描述 $U(1) \times SU(2) \times SU(3) \times SO(1,3)$。当确定了对称群与相互作用的强度以后, 力的所有的行为特征基本就确定了。如电磁相互作用, 它是由 $U(1)$对称性决定的规范理论, $U(1)$对称性可想象为一个在平面上转动的圆的对称性。人们根据对称原理, 构造具有更大对称性的统一理论, 如 $SU(5)$, $SO(10)$ 等。最近理论研究发现, 世界的基本结构和相互作用可能都来源于某种高维时空的局域对称性。

弱相互作用中的左手 $SU(2)_L$ 对称性必须是破缺的, 这样才能解释粒子物理弱电统一模型中的中间玻色子和物质基本组元夸克和轻子质量的产生以及夸克之间和轻子之间的相互转化。如果没有对称破缺, 宇宙到处充满了无质量的以光速运动的粒子, 可以想象, 这样的世界会变得很单调。但标准模型中预言的 Higgs 粒子还

没有找到，对称破缺机制并没有得到验证，这成为当今粒子物理面临的最大挑战之一。因此，尽管这一理论到目前为止获得了巨大的成功，但是理论本身还存在一些亟待解决的问题，如希格斯场是否存在及费米子质量的起源等，这些都是目前粒子物理理论需要回答的前沿问题,而这些问题又都归结到人们对于对称性和对称破缺机制的理解。这也是欧洲日内瓦核子中心即将运行的 LHC 对撞机要寻找的答案之一。

在强相互作用中由于组成质子和中子的两种夸克质量很小,量子色动力学具有很好的整体手征对称性 $SU(2)_L \times SU(2)_R$。但这样的手征对称性必须是破缺的，否则质子和中子的质量也将很小，不可能形成我们现在的世界，包括我们人类自身。研究表明，手征对称性破缺是一种动力学引起的自发对称破缺，特别是最轻的标量介子九重态很可能被看做是复合的 Higgs 粒子。但如何把手征对称性破缺与夸克禁闭联系起来仍需要做深入研究，这成为量子色动力学在要解决的三大问题 “能隙起源、夸克禁闭和手征对称性破缺”。

总之，对称性和对称破缺在物理学，尤其是在粒子物理学中，起着越来越重要的作用，而人们对它们的认识并不完全很清楚。这应该是需要做长期深入研究的一个重要难题。

参 考 文 献

[1] Li T D. Symmetries, Asymmetries and the World of Particle. Washington: University of Washington Press, 1988.

[2] Yang C N. Thematic melodies of twentieth century theoretical physics: quantization, symmetry and phase factor. Intern. J Mod Phys A, 2003, 19: 3263-3272.

[3] Weinberg S. The making of the standard model. Eur Phys J C, 2004, 34: 5.

[4] Gross D J. Symmetry in physics: wigners’s legacy. Phys Today. 48N, 1995, 12: 46.

[5] Dai Y B, Wu Y L. Dynamically spontaneous symmetry breaking and masses of lightest nonet scalar mesons as composite higgs bosons. Eur Phys J C, 2004, 39: s1.

撰稿人：吴岳良

中国科学院理论物理研究所

从味对称性理解费米子质量等级和味混合

Fermion Mass Hierarchy and Flavor Mixing from Flavor Symmetry

目前实验上观测到带电费米子(夸克和带电轻子)有大的质量等级差，夸克部分的混合(CKM)是小角混合,而轻子的混合(MNSP)是大角混合。这些关于费米子的质量及味混合为我们认识标准模型以外的新物理提供了重要线索。在标准模型的框架内，汤川耦合决定了费米子的质量和混合角的大小[1]，但是我们可以任意调节汤川耦合常数而不破坏理论的自洽性。因此标准模型不能预言费米子的质量是多少、混合角有多大。理解费米子的质量和味混合是味物理的重要课题，也是粒子物理中悬而未决的重大问题。

迄今为止，人们做了各种各样的尝试，构造了个很多精妙的模型，但是还没有找到很一般的指导原则，人们对费米子的质量和味混合的认识仍然非常有限。理解费米子的质量和味混合的一个很重要的想法是 FN 机制[2]，在该机制下，费米子的质量等级差和混合角来源于某种味对称性的自发破缺。最初 FN 机制假设夸克的质量等级差和 Cabibbo 混合是由 $U(1)$ 的味对称群及其自发破缺引起的，后来人们把味对称性推广到连续的及分立的非阿贝尔对称群，如 $U(2)$，$SU(3)$，D_4，S_3，$\Delta(3n^2)$ 等。

近年来，中微子试验取得很大的进步。中微子振荡实验告诉我们轻子的混合是大角混合和不是类似夸克的小角混合，所谓的 tri-bimaximal 混合是对目前轻子味混合的实验数据的非常好的近似[3]。构造能够自然得到 tri-bimaximal 混合的基于某种味对称性的模型是人们关心的物理问题。最近人们发现分立对称群 A_4 是很好的味对称性的候选者，基于 A_4 味对称性及恰当的 A_4 对称性自发破缺，我们能够很自然地导出 tri-bimaximal 混合[4,5]。如果将 A_4 对称性推广到夸克，在首阶近似下，CKM 矩阵是单位矩阵。但是即使考虑次阶效应，我们也很难得到实验上测到的 CKM 矩阵元的正确的量级。因此，A_4 不可能是夸克和轻子的共同的味对称群。那么能够同时自然得到夸克和轻子的质量等级差和味混合的味对称群是什么？这样的味对称群是否存在？如果存在的话，它的深层次的动力学来源是什么？这些是很有趣的、非常前沿的物理课题。

参 考 文 献

[1] Weinberg S. A model of leptons. Phys Rev Lett, 1967, 19: 1264.

[2] Froggatt C D, Nielsen H B. Hierarchy of quark masses, cabibbo angles and CP violation. Nucl Phys B, 1979, 147: 277.
[3] Harrison P F, Perkins D H, Scott W G. Tri-bimaximal mixing and the neutrino oscillation data. Phys Lett B, 2002, 530: 167.
[4] Ma E, Rajasekaran G. Softly broken A_4 symmetry for nearly degenerate neutrino masses. Phys Rev D, 2001, 64: 113012.
[5] Altarelli G, Feruglio F. Tri-bimaximal neutrino mixing, A4 and the modular symmetry. Nucl Phys B, 2006, 741: 215.

撰稿人：丁桂军　闫沐霖
中国科学技术大学交叉学科理论研究中心

超高能宇宙线中微子寻找

Search for Ultra High Energy Neutrinos

超高能(UHE)宇宙线的起源，是 2004 年初美国科学界列出的 13 个重大基本科学问题之一，而中微子探测又是 UHE 能区唯一的天文观测手段。国际上形成一个 UHE 宇宙线观测研究和探索 UHE 中微子以及相应的中微子天文学研究高潮。宇宙线中微子探测是向未知世界探索的最前沿，人类迄今为止尚未探测到来自银河系以外的中微子事例[1]。因此，争取来自活动星系核(AGN)或 γ 射线暴(GRB)的中微子发现权的国际竞争非常激烈。20 世纪后期，日本 Kamiokande 实验测到的 15 个来自 1987A 超新星爆发的中微子[2]是人类所有的从太阳系外来的事例样本，日本从此成为中微子研究大国，造就了诺贝尔奖得主小柴等优秀科学家。

瞄准来自活动星系核(AGN)[3]或 γ 射线暴(GRB)[4]的中微子发现这一重大目标，以美国为首的科技大国相继启动并极大地推动了利用自然冰体和水体的大规模中微子探测实验装置的建设及相关研究。其中，美国在南极建成并运行了几年的 AMANDA 实验是这个领域的先锋[5]。进而又追加了迄今宇宙线实验史上最大规模的 3 亿美元投资，扩建成为 1km^3 的 ICECUBE 中微子探测器[6]，利用南极 3km 厚的冰层为中微子相互作用转换体和 CERENKOV 光产生介质，采用预先埋入 1km 长的光电倍增管串，排成方圆 1km 的阵列，探索中微子作用后产生的带电粒子径迹。进入 21 世纪，俄罗斯[7]、法国[8]、意大利[9]和希腊[10]相继在贝加尔湖和地中海水域，在 1~3km 深的天然水体里建造类似的大型探测装置。探测中微子的原理和手段是同样的，但实现的技术难度更大。现已相继完成了预先研究，数以亿计美元的投资规模也在酝酿之中。

由于各国对中微子探测的大力支持，相关的物理研究也有了蓬勃的发展。近年来科学家们在超出标准模型的研究有些进展[11]，如 STAU 和 NEUTRINO 可能将中微子反应的能量带到地球的另一面，从而使地球对 UHE 中微子重新变为透明等。关于超长基线中微子振荡的研究也应运而生，探讨如天体物理尺度下，GZK 中微子到达地球时的味道比是否为 1:1:1 等。天体物理方面对 AGN[12]和 GRB[13]的中微子产生机制研究也有持续地发展，特别是针对一些邻近的剧烈活动天体，甚至于银河系中心这样虽然活动不太剧烈但距离很近的天体的研究尤为突出。这些研究成果极大地推动了关于源区带电粒子加速模型的研究，对较为成功地解释甚高能光子产生的传统电子起源假说提出了挑战。加之近年来围绕宇宙线能谱的 GZK 截断展开的 UHE 宇宙线加速机制研究的热潮，中微子源区带电粒子，如质子和原子核加速

的研究也非常活跃，但尚未成定论。

参 考 文 献

[1] Andres E, et al. Astropart. Phys, 2000, 13: 1.

[2] Hirata K, et al. Phys Rev Lett, 1987, 58: 1490; Bionta R M, et al. Phys Rev Lett, 1987, 58: 1494.

[3] Sigl G, et al. Phy Rev D, 1998, 59: 043504.

[4] Stecker F W, et al. Phy Rev Lett, 1991, 66: 2697.

[5] Ackermann M, et al. Nucl Phys Proc Suppl, 2005, 145: 319-322.

[6] Achterberg A, et al. Nucl Instrum Meth A, 2006, 556: 169-181.

[7] Baikal Experiment. http://www-zeuthen.desy.de/baikal/publications/nanp97.

[8] ANTARES Coll. Technical design report version 1.0. July 2nd 2001, http://antares.in2p3.fr/Publications/proposal/proposal99.html, 1999.

[9] NEMO Coll. A km^3 neutrino telescope in the mediterranean sea, XXIX ICRC, Pune 3-10 Aug, http://nemoweb.lns.infn.it/publications/ICRCXXIX_circella.pdf.

[10] Aggouras G, et al. Operation and performance of the NESTOR test detector, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2005, 552: 420-439; Aggouras G, et al. A measurement of the cosmic-ray muon flux with a module of the NESTOR neutrino telescope. Astroparticle Physics, 2005, 23: 377-392.

[11] Reno M H, Sarcevic I, Su S. Astropart Phys, 2005, 24: 107-115.

[12] Jones J, Mocioiu I, Sarcevic I, et al. Int. J Mod Phys A, 2005, 20: 1204-1211; Jones J, Mocioiu I, Sarcevic I, et al. Int. J Mod Phys A, 2005, 20: 4656-4663.

撰稿人：何会海　曹　臻

中国科学院高能物理研究所

超高能宇宙线中微子实验寻找振荡到 τ 型中微子的证据

τ Appearance in Neutrino Oscillation with Ultra High Energy Neutrino Experiment

中微子振荡现象已经在很多实验[1]中被发现和确认。在粒子物理的标准模型框架下，一个正统的理论解释是存在各个味本征态之间的混合，这是继各味夸克和轻子之间的混合引起各种对称性破坏现象的一个自然的理论延伸。根据多年来在许许多多的大型加速器上开展的粒子物理实验所取得的经验，一个非常自然的预言就是，τ 子型中微子也应该在中微子的振荡过程中出现。作为这一预言的一个直接推论就是在天文学距离尺度下，如在太阳上产生的中微子在传播到地球上的探测器时，无论在太阳内部发生了什么样的过程而产生了那种味的中微子，当它们来到地球时，已经经历了太多次味量子数之间的振荡，以至于在各味之间的分布已经完全达到了平衡，也就是说三种中微子(电子型 ν_e、μ 子型 ν_μ 和 τ 子型 ν_τ)在数目上的比例应该是 1:1:1[2]。类似的现象当然更应该在更加遥远的天体上产生的中微子上出现，如来自于广泛分布在我们银河系内的超新星爆发、遥远星系中心的剧烈活动的内核，这种剧烈的活动通常是巨大质量的黑洞与周围环境物质相互作用的物理显现以及分布在更加广袤的宇宙中也更加猛烈的 γ 射线暴发等等高能天体物理过程的中微子。然而，迄今为止，所有的中微子振荡实验观测中，都没有探测到 τ 子型中微子！

这个问题是一个实验问题，也是一个对正统中微子振荡理论的一个至关重要的判据性问题。然而，即使 τ 子型中微子在振荡过程中已经被产生了出来，目前所有的中微子振荡实验中也无法看到它们！原因是我们的探测器并不能直接去“看”中微子的，所有的探测器都是去探测由于这些中微子闯入了我们的探测器了之后，并且与探测器中的物质发生相互作用产生的带电粒子产物来搜寻它们的踪迹的。众所周知，如果 τ 子型中微子与物质发生了相互作用，其产物应该是 τ 轻子，这个粒子所有的特征都与我们熟悉的电子一样，唯独是非常得重，甚至于比质子还要重 1.7 倍，比电子重 3400 倍！换句话说，如果入射的 τ 子型中微子的能量不是足够得高，高到足以产生出如此大质量的 τ 轻子，那当然不能在实验中“看”到它们。

目前的中微子振荡实验分为如下 3 类，分别用核反应堆、太阳上的热核聚变和宇宙线粒子在大气层中的相互作用所产生的中微子作为其注入源。除了后者可以产

生能量很高的中微子以外，用以研究振荡过程的源中微子能量都很低。宇宙线与大气核产生的中微子数目随能量急剧减少，大约服从 $E^{-3.4}$ 的幂律，在 $1m^2$ 的面积上大约每小时只有一个能量高于 1TeV 的中微子穿过。对于如此之微弱的流强，正在建设中的大型中微子探测器的灵敏度尚不足以很好地探测到，因而探测振荡中出现的τ子型中微子仍然在短时间内难于实现。

参 考 文 献

[1] Fukuda Y, et al, 1999, Phys Rev Lett, 1998, 81: 1562; Fukuda Y, et al. Phys Rev Lett, 1999, 82: 1810; Fukuda Y, et al. Phys Rev Lett, 2000, 85: 3999.

[2] Athar H, Jezabek M, Yasuda O. Phys Rev D, 2000, 62: 103007; Beacom J F, Crotty P, Kolb E W Phys Rev D, 2002, 66: 021302.

撰稿人：曹 臻
中国科学院高能物理研究所

超对称存在吗？

Is Nature Supersymmetric?

超对称性是一种关于时空的对称性，它将费米子和玻色子联系在一起[1]。以自旋为 1/2 的电子为例，如果自然界有超对称，则存在自旋为 0 的、电荷和质量与电子一样的基本粒子。自旋为 0 的电子没有被观测到过。显然，超对称性还只是一个理论构想。但是，鉴于其美妙的数学物理结构，超对称会不会是自然界的一个基本对称性呢？只不过它以某种方式被掩盖起来了？

对上述问题的肯定回答,需要看超对称能不能很好地解释现在描述自然的理论所不能解释的实验或解决该理论内在的理论问题。目前描述自然之基本理论是基本粒子物理的标准模型和关于万有引力的广义相对论。标准模型是具有 $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$规范对称性的量子场论。它几乎与目前所有的物理实验(能量约为千亿电子伏特以下)——包括欧洲核子中心的 LEP 实验和美国费米实验室的 TEVATRON 实验——相符合。

但是这个标准模型不会是所谓最终理论。基于规范理论的成功，把三种规范相互作用($SU(3)$，$SU(2)$和 $U(1)$)统一起来的大统一理论，如 $SU(5)$或 $SO(10)$被提出。在极高的能量——10^{25}eV (10^{9}eV 约为一个氢原子质量)时，三种相互作用是统一的。从大统一理论或其他高能理论的角度看,标准模型最主要的理论问题是电弱对称自发破缺的自然性问题。电弱统一理论引入了标量粒子——希格斯粒子。这种粒子的质量约 10^{11}eV。可是从量子力学的角度我们预期这种标量粒子的质量应与大统一的能标相关,即 10^{25}eV,否则理论非常不自然。要让希格斯粒子的质量稳定在 10^{11}eV 左右，在 10^{12}eV 的能量时必须引入超对称[2]。希格斯粒子质量的量子修正来自两类：高能玻色子的贡献和高能费米子的贡献。这两类贡献一正一负，一般不相等。超对称性则保证它们刚好相抵消。也就是说，超对称如果出现在 10^{12}eV 的能量上，电弱理论的自然性问题就得到了解决。

另一方面，理论上广义相对论和量子力学存在矛盾，虽然实验上广义相对论不与直接观测有偏离。引力量子化的主要方案——超弦理论——要求自然必须是超对称的，在能量标度为 10^{28}eV 时。由于量子引力理论还未被真正建立起来，超对称在什么能量标度下破缺仍然不能从超弦方案得出。

粒子物理要求的超对称引起了人们极大的兴趣。寻找在 10^{12}eV 的能量上出现的超对称是高能实验——如正在欧洲核子中心建造的大型强子对撞机 LHC 实验——的主要目标之一。理论上也有许多问题值得深入研究，如超对称的破缺问题等。虽

然没有直接找到过超对称粒子，但超对称要求较重的顶夸克与实际情况一样；其预言的轻的希格斯粒子是精确的电弱实验数据所要求的；LEP 实验也间接支持超对称大统一。在高能天体物理和宇宙学方面，$SO(10)$大统一理论由翘翘板机制可以给中微子极微小的质量；它还能解释宇宙中正反物质不对称问题；超对称可以自然的允许暗物质的存在。

当然，也许未来的实验找不到粒子理论预期的超对称。那么超对称会不会有其他的用途呢？比如它会不会和宇宙学常数问题相关呢？

参 考 文 献

[1] Wess J, Bagger J. Supersymmetry and Supergravity. Princeton: Princeton University Press, 1983.

[2] Dine M. Supersymmetry phnomenology. TASI 96, Singapore: World Scientific, 1997: 813.

撰稿人：刘 纯

中国科学院理论物理研究所

QCD 在有限温度有限密度的相结构及强耦合夸克物质

QCD Phase Diagram at Finite Temperature/Density & Strongly Coupled Quark Matter

量子色动力学(QCD)被认为是描述强相互作用的标准理论。在能量非常高的情况下，用微扰 QCD 方法计算的结果得到了实验的精确检验，表明了 QCD 的渐近自由性质的正确性，从而促使 2004 年诺贝尔物理学奖授予了 Gross, Politzer 和 Wilczek。QCD 的另一个显著特点是在真空中的色禁闭性质及手征对称性的自发破缺，在实验室里只能观测到色单态的介子和重子，而观测不到自由的带颜色的粒子。

1974 年，T.D.Lee 等理论物理学家提出色禁闭能够在高温高密的环境下得以解除，形成由夸克、胶子组成的新的物质形态[1]。在高温低密区域，系统处于退禁闭的夸克胶子等离子体(QGP)，这种物质形态可能存在于 10^{-6}s 时的早期宇宙，在实验室里 QGP 可能通过相对论重离子碰撞实验如 RHIC、LHC 产生；在低温高重子数密度区域，由于夸克-夸克在色反三重道存在吸引相互作用，费米面附近的夸克对形成库珀配对并凝聚，系统处于色超导态[2]，色超导态有可能存在于致密星体内部。

由于格点 QCD 取得的进展，RHIC 实验的数据分析以及 QCD 有效模型在有限密度区域的研究工作，目前对 QCD 在有限温度密度相结构的定性的认识上比 10 年前丰富了很多。但是整个 QCD 相图定量的结果还非常少：我们能够用 QCD 做解析计算并给出定量结果的区域只有在温度非常高或者密度非常高的区域，即弱耦合区域的夸克-胶子组成的气体或者色-味锁定的超导态[3]。

尽管有限温度格点 QCD 的计算结果表明，在重子数密度为零的情况下，手征对称性恢复相变和退禁闭相变同时发生，临界温度 T_c 约为 170MeV[4]。但是并没有足够的理由相信这两个相变也一定在有限重子数密度时同时发生。由于目前格点 QCD 还没有在有限重子数密度区域取得方法上的突破，我们只能借助于有效 QCD 模型对手征对称性破缺机制和色禁闭机制进行分析。最近 Pisarski McLerran 提出[5]：在大 N_c 极限下，高重子数密度区域可能存在一种 Quarkayonic 相，在这种相里，手征对称性已经恢复，但是色禁闭并没有解除。如果手征相变与退禁闭相变在有限密度不是同时发生，QCD 相结构将发生重要的改变。德国 GSI 及我国兰州 CSR 重离子碰撞实验将在一定程度上回答了有限密度时手征相变和退禁闭相变的关系。

与上面的问题密切相关的另一个问题是高重子数密度下核物质和色超导态的竞争关系。在色超导态，色反三重态的夸克对在动量空间形成库珀配对，库珀对在坐标空间是长程关联的松散的束缚态。随着重子数密度的降低，色反三重态的夸克对的吸引相互作用增强，夸克对会逐渐形成真正意义上的束缚态，而夸克对与带相反颜色的夸克之间也存在吸引相互作用，形成重子。从核物质到色超导态的相变问题不仅涉及手征对称性恢复相变和退禁闭相变的关系问题，还与核子的结构密切相关。

近年来 RHIC 物理对理论物理学家提出了一个挑战性的新问题。RHIC 实验结果表明在 1~2 倍临界温度附近产生的夸克胶子等离子体是目前发现的最理想的流体，从而表明在 RHIC 产生的是强耦合夸克-胶子等离子体。可是目前并没有很好的处理强耦合问题的理论方法。在过去三年里，应用 AdS/CFT 对偶[6]研究强耦合夸克-胶子等离子体吸引了广泛的关注，并取得了意想不到的好结果，成为一个研究热点。

参 考 文 献

[1] Lee T D, Wick G C. Phys Rev D, 1974, 9: 2291.

[2] Rapp R, Sch T, Shuryak E V, et al. Phys Rev Lett, 1998, 81: 53; Alford M, Rajagopal K, Wilczek F. Phys Lett B, 1998, 422: 247.

[3] Alford MG, Rajagopal K, Wilczek F. Nucl Phys B, 1999, 537: 443.

[4] Karsch F, Laermann E. Phys Rev D, 1994, 50: 6954.

[5] McLerran L, Pisarski R D. Nucl Phys A, 2007, 796: 83.

[6] Maldacena J. Adv. Theor Math Phys, 1998, 2: 231.

撰稿人：黄　梅

中国科学院高能物理研究所

QCD 的非微扰动力学

Dynamics of Non-Perturbative QCD

强相互作用在我们的日常生活中扮演着极为重要的角色。正是由于它的存在，原子核中的质子和中子才得以束缚在一起。 尽管在 1932 年中子发现后不久， 人们就意识到还存在一种不同于电磁相互作用的另外一种力，但是，直到 1974 年量子色动力学的诞生，人们才理解核力动力学机制的基本理论。量子色动力学(QCD)是关于强相互作用的基本理论。

量子色动力学是一种非阿贝尔规范场理论，虽然与量子电动力学类似，都是基于量子场论的，但是其非阿贝尔群论性质却造成了它的很大不同。其根本的不同在于渐近自由和色禁闭。色禁闭是一个不能够从 QCD 的第一性原理出发严格推导出的假设。由于禁闭机制的存在，色三重态的夸克只能束缚于强子内部，也就看不到自由的夸克。这个假说是如此的疯狂以致在 20 世纪 60 年代甚至以后的很长时间里，大多数理论家不相信夸克的存在，当时的这种假说处境非常类似于 14 世纪的哥白尼日心说的窘况。

这种状况一直持续到 1969 年，此时，美国斯坦福直线加速器中心关于电子–核子的深度非弹性散射的实验表明在核子结构的内部存在带电的点粒子存在，夸克才逐渐被人们接受。量子色动力学的渐近自由性质使我们能够在能量很高的物理区域应用微扰论检验其理论性质，并得到了实验的有力支持，但是由于人们关注的大部分强子现象都是由强耦合常数很大的区域支配的，而在这些区域，我们唯一可行的工具微扰论失效。虽然有很多的理论模型和方法，如 QCD(光锥)求和规则、(非)相对论夸克模型和格点 QCD 理论等，但是这方面的进展一直很缓慢。近几年，基于因子化定理的各种有效理论取得了很大进展，如重夸克有效理论，大能量展开理论，大 N_c 展开理论和软和共线有效理论等。但是这些进展只是把强子过程的某些微扰可算部分有效分离出来(因子化)，并没有从根本上解决理论的非微扰性质，也没有解决非微扰区域的理论计算方法问题。

对 QCD 非微扰动力学的研究，可以使我们更加精确的检验粒子物理的标准模型，并在实验上寻找与标准模型偏离的迹象从而探索新物理的信号，有助于我们理解相互作用的本质，认识大自然的微观奥妙。

参 考 文 献

[1] Shifman M, Ioffe B. Handbook of QCD. Singapore: World Scientific, 2001.

[2] Smilga A. Lectures on Quantum Chromodynamics. Singapore: World Scientific, 2001.
[3] Neubert M. QCD calculations of decays of heavy flavor hadrons. arXiv:0801.0675.

撰稿人：吕才典
中国科学院高能物理研究所

Lorentz 对称性破坏了吗?

Is Lorentz Symmetry Violated?

Einstein 的狭义相对论是现代物理的两大基石之一，它和量子力学的结合即量子场论构成了描述微观世界的 3 种基本相互作用(强、弱、电磁)的理论框架。然而狭义相对论是严格成立的吗？换言之，Lorentz 对称性是严格的对称性吗？还是如宇称、手征对称性一样仅仅是对现实的理想描述呢？试图把引力量子化并实现和其他几种相互作用的统一是物理学家孜孜追寻的目标之一。现今描述量子引力的候选理论，如弦理论，给出统一的能标和相应的预言在 Planck 标度附近，这比现今加速器可达到的能标(TeV)高了 16 个量级。所以直接的实验验证是不现实的。然而在如此高的标度，平滑的时空，甚至时空概念本身都可能失去意义，自然也就可能破坏 Lorentz 对称性。在弦理论，圈量子理论和非对易量子场论中的计算都显示出 Lorentz 破坏的可能迹象。如果真是那样，Lorentz 对称性的破坏极可能在低能域下得到显示，从而成为量子引力在我们现今实验可达到能标的物理世界的遗迹。这样对 Lorentz 对称性的实验检验就成为我们观测超出标准模型的新物理的可能信号。1998 年 Kostelecky 及其合作者给出了描述 Lorentz 破坏的低能有效理论(SME)，该理论引入了许多张量场作为背景与标准模型给出的夸克，轻子及规范玻色子相互作用，从而可能导致许多新的现象，如光子的真空衰变、极高能中子的 Beta 衰变禁戒、光子真空极化方向的偏转等。这些新引进的张量场作为待定参数，类似于电磁耦合常数由实验给定。由于狭义相对论在过去的粒子物理实验中得到了精度极高的检验，我们期望这些自由参数会非常小。通常实验只能给出上限，因此检测 Lorentz 破坏的实验精度要求相当高，必须达到 Planck 压低的精度，相当于小数点后 22 位(对于量纲为一的耦合常数)。

所幸目前的实验技术已达到该要求，如在德国柏林的洪堡大学和法国巴黎天文台进行的光学和微波谐振腔实验(现代版的 Michelson-Morley 实验，用以检测光速的各向异性)，测得互成 90°角的光速不同小于 600nm/s。哈佛-史密森天体物理中心氦氙微波激射器实验(用以测量中子自旋与引起 Lorentz 破坏的矢量场的耦合对氦-3 进动频率的影响)测得的与地球自转轴垂直的矢量场分量小于 5×10^{-32} GeV，其频率误差为 45nHz。大量的实验表明，Lorentz 对称性很可能是严格的对称性，如果存在来自高能(Planck 能标)的 Lorentz 破坏，它在低能域的残余可能非常小，16 个量级的能量跨度极可能蕴含了丰富的物理，这种未知的物理(在理论上一般表现为新的对称性)很可能压低甚至禁戒了 Lorentz 破坏的低能遗迹。当然现今的绝大多

数实验实际探测的是不同种类的粒子与造成 Lorentz 破坏的张量场的耦合的不同，如果这种耦合是普适的(类似于引力)，那在 TeV 以下仍可能存在着很小的 Lorentz 破坏，如中微子震荡即很可能由 Lorentz 破坏引起，因此在实验及理论上对 Lorentz 对称性的探讨仍然是一个开放的课题。

参 考 文 献

[1] Coleman S, Glashow S L. Phys Rev D, 1999, 59: 116008.
[2] Colladay D, Koseleck´y V A. Phys Rev D, 1997, 55: 6760; Phys Rev D, 1998, 58: 116002.
[3] Muller H, Herrmann S, Braxmaier C, et al. Phys Rev Lett, 2003, 91: 020401.
[4] Wolf P, Bize S, Clairon A, et al. Phys Rev Lett, 2003, 90: 060402.
[5] Camelia G A, Ellis J R, Mavromatos N E, et al. Nature, 1998, 393: 763.

撰稿人：肖 智 马伯强
北京大学物理学院

$\eta \to \pi^+\pi^-e^+e^-$ 衰变中的 CP 破坏及相关问题

CP Violation in $\eta \to \pi^+\pi^-e^+e^-$ and Some Related Topics

CP 破坏的实验信号已经在中性介 K 子和 B 介子味道改变的弱衰变中观测到过，但是 CP 破坏的起源至今仍然不是非常清楚。在粒子物理的标准模型中，CP 破坏的唯一来源是 Cabibbo-Kobayashi-Maskawa(CKM)混合矩阵的单一相因子，就是所谓的 CKM 机制[1]。尽管到目前为止，基于这一机制的理论预言和 K 介子、B 介子的已有实验观测都相一致，但是寻找 CKM 机制以外的 CP 破坏来源将是非常有趣也很有意义的尝试。因为这既可以进一步加深我们对于 CP 破坏本身的理解，同时也可以探索超越标准模型的新物理[2]。另一方面，宇宙学也要求 CP 破坏有其他起源，因为仅有 CKM 机制不足以解释宇宙中的正反物质不对称性。

随着一些高统计量 η 介子实验如 η 工厂的出现，人们发现 η 衰变，如 $\eta \to \pi^+\pi^-e^+e^-$ 中 CP 的研究可以作为寻找 CKM 机制以外的 CP 破坏的一个可能窗口。我们知道，在中性 K 介子系统中，对于 $K_L \to \pi^+\pi^-\gamma^* \to \pi^+\pi^-e^+e^-$ 跃迁，由于其 CP 守恒的磁跃迁振幅和 CP 破缺的电跃迁振幅之间的相互干涉，e^+e^- 平面和 $\pi^+\pi^-$ 平面夹角的角关联可以给出很大的 CP 破坏效应。这是理论上的预言，也已经被接下来的实验测量所证实[3]。很显然，类似的分析可以推广至 $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma^* \to \pi^+\pi^-e^+e^-$ 衰变，从而可能在 η 工厂中探索 CP 破坏效应。与 K 介子情形有所不同的是，$\eta \to \pi^+\pi^-e^+e^-$ 衰变是味道守恒的跃迁，CP 破坏的跃迁振幅在标准模型中被强烈压低，因而这其中的 CP 破坏效应(如果存在且能产生观测效应的话)将可能会是显著不同于 CKM 机制(通常都是味道改变的跃迁)的新物理导致的结果。

$\eta \to \pi^+\pi^-e^+e^-$ 衰变宽度已经被测量，且其主要来自于磁跃迁振幅的贡献。 所以为了能够得到有意义的 CP 破坏效应，我们必须要构造出电跃迁的 $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma^* \to \pi^+\pi^-e^+e^-$ 振幅，注意到它在标准模型中是被强烈压低的(类似的 CP 破坏效应也可以在辐射衰变 $\eta(K_L) \to \pi^+\pi^-\gamma$ 出现，但这时我们必须要观测末态光子的极化)。文献[4]指出，这样的振幅可以通过 CP 破坏的 $\eta \to \pi^+\pi^-$ 跃迁加上轫致辐射光子得到。由于标准模型中 $\eta \to \pi^+\pi^-$ 贡献被强烈压制，所以标准模型中这部分的 CP 破坏效应完全可以忽略不计。利用目前实验给出的 $\eta \to \pi^+\pi^-$ 分支比的上限，我们发现在现有实验允许的空间里，新物理中 $\eta \to \pi^+\pi^-e^+e^-$ 的 CP 破坏效应最大可以在 10^{-4} 的量级上[4]，这无法在目前的实验中获得观测效应。另外由于来自其他 CP 破坏的观测

量如中子的电偶极矩等对 $\eta\to\pi^+\pi^-$ 的耦合也有非常强的约束，因而可能进一步压低 $\eta\to\pi^+\pi^-e^+e^-$ 中的 CP 破坏效应。

另外一个可能的办法是寻找一些较为特殊的新物理图象,以便在我们得到一个有意义的 CP 破坏的电跃迁 $\eta\to\pi^+\pi^-\gamma^*\to\pi^+\pi^-e^+e^-$ 振幅的同时，不会受到其他 CP 破坏的观测量施加的约束。文献[4]尝试给出了一个满足这样要求的图象，并且估计 $\eta\to\pi^+\pi^-e^+e^-$ 中的 CP 破坏效应可望达到 10^{-2}。这个量级的 CP 破坏效应是可能在 η 工厂中看到信号的。但这里的问题是，目前构造模型去实现这个图象不是一件容易的事情，还有这个估计是否过于乐观，这些都有待于进一步的研究。当然，尝试其他可能的新物理图象也是很有趣和很有意义的探索。

本文的分析可以很直接地推广到 $\eta'\to\pi^+\pi^-e^+e^-$ 情形。更进一步，还可以推广至其他的四体末态衰变如 $D\to\pi^+\pi^-e^+e^-$ 和 $D\to K\bar{K}\pi^+\pi^-$ 等[5]。同样地，通过对这一类过程 CP 破坏效应的研究将可能用来寻找新物理。最后，需要指出的是，对于上述 D 介子过程中的 CP 破坏效应，在即将运行的 BESIII(北京谱仪 III)上，相关的实验工作将会得到开展。

参 考 文 献

[1] Cabibbo N. Phys Rev Lett, 1963, 10: 531; Kobayashi M, Maskawa T. Prog Theor Phys, 1973, 49: 652.

[2] Nir Y. hep-ph/0109090.

[3] Sehgal L M, Wanninger M. Phys Rev D, 1992, 46; Harati A A, et al. KteV Collaboration, Phys Rev Lett, 2000, 84: 408.

[4] Geng C Q, Ng J N, Wu T H. Mod Phys Lett A, 2002, 17: 1489; Gao D N. Mod Phys Lett A, 2002, 17: 1583.

[5] Bigi I I. hep-ph/0701273.

撰稿人：高道能

中国科学技术大学交叉学科理论研究中心

CP 破坏的起源、机制和宇宙学的关系

Mechanism of CP Violation and Cosmology

现代物理学研究的范式是对称性及其破缺,其中关于分立对称性的探讨占据重要地位。宇称变换 P 改变空间手性,电荷共轭变换 C 交换正反粒子的内禀量子数,其二者在引力、电磁及强相互作用中分别是对称变换。然而,弱相互作用不仅分别破坏 C 和 P[1],而且亦破坏 CP 联合变换[2]。

粒子物理学对于 CP 破坏的研究具有理论和实践的双重意义。从理论上讲:首先,其彻底破除了人类的思维定式——CP 守恒意味着正、反粒子应当遵循相同的自然定律,然而事实告诉我们,微观世界中的对称性不能先验地假定而只能经过实验的检验;其次,由 CPT 定理可知 CP 破坏即意味着时间反演 T 的破坏,从而微观世界中的时间具有方向性,且其不同于宏观热力学中所内蕴的时间之矢;再次,CP 破坏是标准模型构建中不可或缺的要素,其解决方案促使三代夸克理论的诞生[3];最后,宇宙学中为解释正、反物质的不对称性而引入重子数产生机制,CP 破坏是其必要条件之一[4]。从实践上讲:对 CP 破坏的精确测量不仅可以约束标准模型中的味道参数;而且亦能用于探测新物理的迹象。

在标准模型的框架内,CP 破坏的来源有两条途径:其一,弱电理论中的 Kobayashi 和 Maskawa(KM)机制:由于 Yukawa 耦合包含不同代间的夸克,使得质量矩阵于味道空间中是非对角的,因此带电流与质量本征态的耦合会给出 Cabibbo-Kobayashi-Maskawa(CKM)矩阵;在三代夸克理论中,其经重新参数化后仍然含有一个复相角,这成为弱电理论中 CP 破坏的唯一来源。其二,在量子色动力学的作用量中包含一个不可忽略的全导数项,其破坏 P 和 T,即 CP。

迄今为止,K、D 和 B 介子系统是开展 CP 破坏研究的最好平台,而 B 工厂所给出的实验结果很好地支持了 KM 机制。归纳起来,现今 CP 破坏的研究主要有两大疑难。① 宇宙学的观测表明重子数产生机制要求更大的 CP 破坏来源,不是标准模型所能提供的,需要新物理模型。以最小超对称标准模型为例,包含 41 个 CP 破坏参数[5],这就为理论上筛选真实的新物理模型提出了严峻挑战。② CP 破坏的起源:与“硬”CP 破坏的 KM 机制相对应,理论上存在自发 CP 破坏的理论模型[6],但实验对其提出了极其严格的限制。坦率地讲,自然为什么是 CP 破坏的答案距离我们依然遥远。

参 考 文 献

[1] Lee T D, Yang C N. Phys Rev, 1956, 104: 254; Wu C S, et al. Phys Rev, 1957, 105: 1413.

[2] Christenson J H, Cronin J W, Fitch V L, et al. Phys Rev Lett, 1964, 13: 138.
[3] Kobayashi M, Maskawa T. Prog Theor Phys, 1973, 49: 652.
[4] Sakharov A D. JETP Lett, 1967, 5: 24.
[5] Haber H E. Nucl Phys Proc Supp, 1998, 62: 469.
[6] Lee T D. Phys Rep C, 1974, 9: 143.

撰稿人：吕才典
中国科学院高能物理研究所

五夸克态是否存在？

Does Pentaquark Exist?

20 世纪 30 年代，人类对物质世界探索的前沿推进到微观粒子层次，并继发现质子后，陆续发现了中子和介子的存在。在宇宙射线研究中又发现其他的一些重子和介子。50 年代后期，随着大型加速器的建造和探测技术的发展，人们在实验室中陆续发现了大量新的强子。在对这些新强子及其性质分析的基础上，1964 年 Gell-Mann 和 Zweig 分别独立地提出了强子的夸克模型。传统的夸克模型在研究两夸克介子和三夸克重子时取得了很大的成功。

60 年代后期的深度非弹性散射的实验结果显示，强子内部不仅有价夸克，还存在着海夸克和胶子。70 年代初，以规范场理论为基础的量子色动力学(QCD)建立了。按照 QCD 理论，所有强子是由夸克和胶子组成。因此，QCD 理论上并不能排除奇特强子态存在的可能性，如四夸克的介子($q q \bar{q} \bar{q}$)、五夸克的重子($q q q q \bar{q}$)、六夸克态($q q q q q q$)、混杂子($q \bar{q} g$ 或 $q q q g$)和胶子球。所谓五夸克态，它的最低夸克组态必须是($q q q q \bar{q}$)，其中反夸克 $\bar{q}$ 的味道必须和前 4 个夸克味道不同，这样的五夸克态可以很好地和一般三夸克强子或者混杂子区分开。

2003 年在高能物理领域，一个重要的课题就是多夸克强子态的探索，其中尤以五夸克态的探索更吸引人们的关注。这是因为基于日本、俄罗斯、美国和德国的若干国际实验合作组相继发表关于五夸克态强子的实验报道。例如，日本大型同步辐射设施 Spring-8 上的 LEPS 实验组首次发表了关于五夸克态存在的文章。LEPS 实验组 $\gamma n \rightarrow K^+K^-n$ 过程测出一个奇异数为+1，重子数为+1，不变质量 1540 ± 10 ± 5MeV，宽度在 90%置信水平上小于 25MeV 的粒子，夸克组分是 $u u d d \bar{s}$，即由两个上夸克、两个下夸克和一个反奇异夸克组成，用符号 Θ^+表示。它的质量和宽度与手征孤立子模型的预言相当吻合。随后很多国际实验合作组都相继报道发现了 Θ^+(1540)。位于德国汉堡的德国 DESY 国家实验的 HERMES 合作组也利用高能正电子束流轰击氘气体靶上的反应产物，通过重建电荷中性的奇异介子和质子的关联事件，在奇异介子和质子不变质量谱上，发现了一个新强子态存在的迹象，此强子态有可能被解释为五夸克态 Θ^+(1540)。

然而，在后来的实验研究中，也有不少实验组发表了有关五夸克态的负面结果，其中包括原先给出正面结果的实验组，如位于美国杰斐逊国家实验室(JLab)的 CLAS 实验组。这使得五夸克态的存在性面临挑战。寻找令人信服的可靠实验证据是进一步深入研究的关键。另外，从理论上来讲，并没有什么基本原理排斥五夸克

态的存在。因此，如果五夸克态真不存在，也要在原理上解释它为什么不存在？这对深入了解 QCD 的性质也是很有帮助的。

五夸克态的研究属于探索性的工作。我国学者也开展了相关的理论和实验研究。但是，五夸克态是否真正存在，还有待进一步的实验和理论探索来回答。

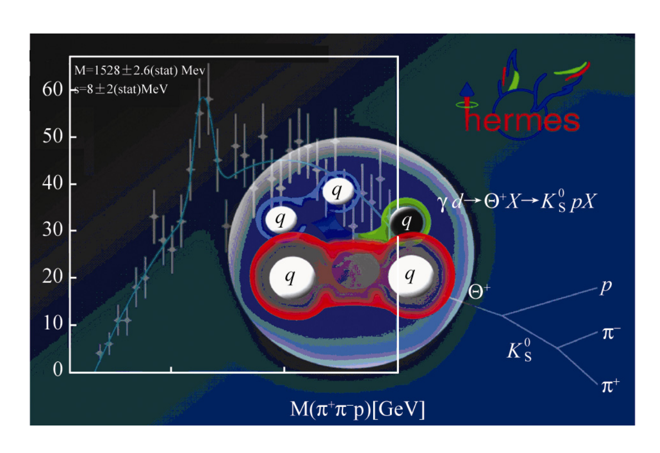


图 1 HERMES 合作组探索五夸克态示意图

参 考 文 献

[1] Mann M G. A schematic model of baryons and mesons. Phys Lett, 1964, 8: 214.
[2] Zweig G. Preprint CERN-8182/Th.401, 1964; Preprint CERN-8419/Th.412, 1964.
[3] Politzer H D. Asymptotic freedom: an approach to strong interactions. Phys Rept, 1974, 14: 129.
[4] Gao H Y, Ma B Q. Exotic hadrons of minimal pentaquark (q q q q-q) states. Mod Phys Lett A, 1999, 14: 2313.
[5] Nakano T, et al. Evidence for a narrow S = +1 baryon resonance in photoproduction from the neutron. Phys Rev Lett, 2003, 91: 012002.
[6] Diakonov D, Petrov V, Polyakov M. Exotic anti-decuplet of baryons: prediction from chiral solitons. Z Phys A, 1997, 359: 305.
[7] Airapetian A, et al. Evidence for a narrow |S| = 1 baryon state at a mass of 1528-MeV in quasireal photoproduction. Phys Lett B, 2004, 585: 213.
[8] Stepanyan S, et al. Observation of an exotic S = +1 baryon in exclusive photoproduction from the deuteron. Phys Rev Lett, 2003, 91: 252001.
[9] Battaglieri M, et al. Search for Θ^+(1540) pentaquark in high statistics measurement of gamma panti-K0 K+ n at CLAS. Phys Rev Lett, 2006, 96: 042001.

撰稿人：马伯强
北京大学物理学院

1PeV 以上宇宙线的成分

Composition of Cosmic Rays above 1PeV

10GeV~1000TeV 的初级宇宙线能谱可用幂律函数来表示，即 $dN/dE = AE^{-\alpha}$ 粒子/(cm^2s SrGeV)，其中，E 表示粒子能量，以 GeV 为单位，幂指数$\alpha\approx2.7$；但当能量大于 3500 TeV 时，能谱突然变陡，幂指数 α变为 3.0，宇宙线界称其为宇宙线能谱的“膝”。要找出形成“膝”的原因，必须把“膝”区宇宙线的成分测量清楚，如携带有对粒子电荷量灵敏的空间探测装置(参看关于“膝”的问题)。由于宇宙线流强随能量急剧下降，在这个拐折处，在 $1m^2$ 的面积上每年只有大约一个粒子穿过。所以要有面积非常大的探测器才能得到有足够统计意义的事例数，这就给空间直接观测带来巨大的困难，至今财力富有的国家也只能建造面积1平方米左右重量达吨级的空间探测器，远远不能探测到有足够统计数量的“膝”区的宇宙线事例。目前在这个能区的高空直接测量主要有日美合作的 JACEE 实验和日俄合作的 RUNJOB 实验，但也只测量到 800TeV 左右，而且由于实验的系统误差，如二者对氦核的流强结果就相差约一倍。从而留下了一个在“膝”附近以及更高能区宇宙线成分不确定的难题。

从 1958 年发现“膝”的现象后，人们在地面建造大面积的探测器阵列来观测初级粒子在大气中产生的次级粒子(称为广延大气簇射，EAS)，但由于观测到的信息是初级粒子及其列代产物跟空气核非常多次的强碰撞和几十代电磁级联的叠加效果，必须运用蒙特卡罗 (Monte Carlo) 技术模拟各个粒子在大气中的传播，通过实验数据和蒙特卡罗模拟结果的对比，间接得到初级粒子的成分信息。但实际情况比预计的复杂得多，在模拟计算中不但要对强碰撞多重产生在极端朝前区的特点作出假设，因为高能粒子间的强碰撞在极端朝前区的次级粒子的数目和能量分布在加速器的实验中尚无确切数据，只能通过强碰撞模型外推，这种外推有较大的不确定性，而且影响模拟结果的因素也不限于此，如弹性度、单衍过程的截面及其特征、部分子渐近自由 Q^2 下限(即硬散射的横动量下限)和靶核效应等都会影响模拟结果，这就造成关于宇宙线成分的结论有很强的模型依赖。

从 20 世纪 60 年代起，人们建立了大大小小的地面广延大气簇射阵不下一二十个，如前苏联的莫斯科大学 EAS 阵、天山阵、Yakutsk 阵、BAKSAN 阵、英国 Haverah Park 阵、日本的 AGASA 阵、美国的 CASA-MIA 阵、DICE 阵、马里兰 EAS 阵、德国的 KASCADE 阵、西藏的 AS_γ 阵、巴西的 Chacaltaya EAS 阵、意大利的 EAS-TOP 阵、中意合作的 ARGO-YBJ 阵……，以及 3 个高山乳胶室实验

(KANBALA、PAMIR、Chacaltaya) 等，但仍然未能取得一致结论。有的认为“膝”区宇宙线的平均质量数保持不变，即保持一个特定的成分比例；有的却说平均质量数逐渐变重,有的结论却是快速上升到全是铁核。出现如此混乱的局面还有另外的一个原因，即由于探测器面积太大，受财力限制,不能做足够精细的测量。

总的说来，宇宙线界努力了 50 多年，宇宙线成分的问题仍然没有彻底解决。但是近来人们看到了一道曙光，在西欧核子联合研究中心的大型强子对撞机(LHC)上将有两个实验专门测量高能区强碰撞在极端朝前区的次级粒子的数目和能量分布，其结果将对蒙特卡罗模拟中强碰撞模型给出更加严格的限制，从而提高宇宙线成分确定的准确性，预计宇宙线“膝”区成分的研究在今后几年内有希望取得突破。

参 考 文 献

[1] Yao W M, et al. J Phys G, 2006, 33: 1.
[2] Derbina V A, et al. A p J, 2005, 628: L41-L44.
[3] Asakimori K, et al. A p J, 1998, 502: 278-283.

撰稿人：朱清祺　曹　臻
中国科学院高能物理研究所

真核细胞 SOS 信号通络的相应选择机制

The Selection Mechanism of SOS Singnal Transduction Pathway in Eukaryote Cell

由于多种内外刺激的影响，真核生物细胞的 DNA 经常性地受到损伤。DNA 损伤后，细胞将启动统称为 SOS 的多条信号通路——或停滞细胞周期并修复 DNA，甚至永久性退出周期成为衰老细胞或启动凋亡，以“自杀”的方式将自身从机体从彻底移除[1]。高等生物中，细胞如何在这“生存或死亡”中做出选择事关整个机体的命运：若细胞动辄凋亡，容易引起帕金森氏症之类的功能疾病；但若凋亡过少，DNA 损伤严重的细胞就很有可能发展成癌细胞[2,3]。因此，近 20 年来，SOS 信号通路的选择机制一直是研究的热点。但是，SOS 多条通路组成涉及近千蛋白的复杂网络，而且不同细胞或损伤的应答具有特异性，导致该问题至今也没有一个明确的答案。然而，SOS 通路从低等生物到人的极端保守性又促使人们从不同角度寻找其中的共性。

从分子生物学的层面上，总体的基因-蛋白作用体系正在建立完善。最粗略地来说，DNA 损伤通过磷酸化途径激活以转录因子 P53 为核心的一系列蛋白：一方面，CDC25 的磷酸化和 P53 转录的 P21、14-3-3 共同抑制周期蛋白 CDK/cyclin，停滞细胞周期；另一方面，P53 也转录 PUMA，BAX 等促凋亡蛋白，引发凋亡[4]。同时，DNA 损伤信号也会激活 Rb，PTEN，NF-kB 等处于各自网络核心的重要蛋白，或与 P53 网络协作，或与之抗拮，共同决定细胞的命运。最新的进展包括：P53 在细胞核外促凋亡的非转录功能；某些蛋白协助 P53 特异地转录基因；NF-kB 的抑凋亡功效；参与细胞周期和凋亡的蛋白之间相互作用的关系等。

与此同时，考虑到这之中涉及的复杂网络也许只能在系统的层面上被完全阐明，理论生物学通过建立相应的数学模型以研究 SOS 通路的整体性质。受限于该通路规模巨大，现有的模型大多仅限于其中的一部分，如细胞周期和凋亡。从 90 年代开始，以 Tyson 等为代表的科研组发表了一系列关于原核和真核生物细胞周期的模型文章，用极限环等非线动力学概念详细地阐释了细胞周期进行、停滞和失常的机制[5]。同时，另一些研究中，关于凋亡中分岔和双稳态的存在和意义理论提出并得到了实验支持[6]。此外，近年发现的 P53 的振荡机制也是理论生物学研究的热点。现已明确振荡由 P53-MDM2 双负反馈环造成，进一步的工作包括探究该振荡在 SOS 信号通路选择中的作用。当然，从这些单独的凋亡或周期模型中，细胞如何在凋亡和周期停滞中做出选择的基本问题仍难以得到回答。随着生物积累的积累

和更全面的模型的完善，明确细胞在 DNA 损伤后的选择机制将大大推进癌症和衰老等相关研究领域的发展。

参 考 文 献

[1] The DNA damage response: putting checkpoints in perspective. Nature, 2000, 408: 433-439.
[2] Lowe S W, Cepero E, Evan G. Intrinsic tumor suppression. Nature, 2004: 18.
[3] Speidel D, Helmbold H, Deppert W. Dissection of transcriptional and non-transcriptional p53 activities in the response to genotoxic stress. Oncogene. 2006, 25: 940-953.
[4] Bahar I, Bagci E Z. Bistability in apoptosis: roles of bax, bcl-2, and mitochondrial permeability transition pores. Biophysical Journal, March, 2006: 1546-1559.
[5] Novak B, Tyson J J. A model for restriction point control of the mammalian cell cycle. Journal of Theoretical Biology. 2004, 230: 563-579.
[6] Levine A J, Hu W, Feng Z. The P53 pathway: what questions remain to be explored. Cell Death and Differentiation, 2006, 13: 1027-1036.

撰稿人：欧阳颀
北京大学物理学院

细胞调控和信号途径的动力学研究

Dynamics of Regulatory and Signaling Pathways in the Cell

随着人类进入分子生物学时代，现在我们知道：生命具有遗传信息，遗传信息的传递与表达是一切生命活动得以实现的基础。而究竟是哪些基因表达、以怎样的顺序表达、如何表达以及表达量的多少，是生命活动的根本问题。进一步地，基因的表达是受外界和内部信号调控的,这些信号的传递又涉及不同的信号通路。因此，基因表达调控网络以及细胞信号转导网络构等成了细胞一切生命活动的基础。近年来，随着分子生物学的进展，特别是人类基因组计划的实施，人们对各种生命活动背后的分子机制的研究取得了巨大的进展。实验学家们得到了大量的生物分子间相互作用的数据和图谱。如何理解这些数据与图谱成为现阶段研究的主要挑战，于是系统生物学应运而生。系统生物学强调的是使用系统论的思想，采用计算建模的方法，重新理解这些数据和图谱。本质上看，系统生物学企图解读生物结构与功能是如何相互对应的。这里生物结构包括重要的生物大分子的构象结构，分子间相互作用形成的调控网络等。而功能往往是动力学层次上的对应，包括：生物系统对各种刺激或者环境扰动产生的响应情况以及系统本身的动力学特征所对应的功能，例如生物钟周期[1]和细胞分化的命运选择开关[2]。系统生物学的研究，将为认识复杂生命现象，生命演化的过程以及促进人类健康起到重要的作用。

系统生物学企图从两种不同方面重新理解生物现象。第一种是采用自下而上的方法。根据分子相互作用图谱(或者更基本层次上的构象变化情况)，通过化学反应机制，将图谱翻译成动力学微分方程，建立动力学模型，并将模型的状态空间与生物功能空间相对应，然后进行分析。研究过程采用与电路相类似的方法:认为复杂生物功能的实现是由一些基本的功能模块组合起来的，就像收音机是由晶体管、电容等组装起来的一样。首先可以抽离出一些基本的功能模块，例如：二态开关，振荡器；以及这些模块所对应的基本作用形式，如正负反馈和前馈结构等等。然后，将这些模块进行整合，来研究对应的生物功能的实现。另一种方法是采用自上而下的思想。根据实验所获得的数据，来推测其可能的结构组成。或者大通量测量方法得出相互作用图谱，来预测其中的功能模块。通过以上这两个方面的结合，对生物系统的各种活动可以有一个完整的理解。

系统生物学的研究层次从原子到分子再到复杂网络，空间尺度变化范围巨大；而每一层次上的反应的特征时间，由微秒到小时，跨度巨大。因此，如何整合这些

不同层次的描述，以及如何处理这些不同层次描述过程产生的动力学涌现(emerging properties)特征是难点之一。如何找到一些结构上的共性，也就是生物系统的可设计性原则问题，这也是人们关注的重点。另外，由于生物功能往往是相当稳定而且抗干扰的，即具有鲁棒性，那么如何通过研究理解这种性质？另一方面，生物又具有可变性即能很好地适应环境使之不易被淘汰，这又如何理解？这两个看似相互矛盾的方面是如何统一的？总之，在系统生物学的框架下，以动力学为研究手段，来理解生命现象，是后基因组时代的主要研究内容。

参 考 文 献

[1] Dunlap J C. Cell, 1999, 96: 271-290.
[2] Xiong W, Ferrell J E. Nature, 2003, 426: 460-465.

撰稿人：成 章 王 炜
南京大学物理系

湍流反应流

Turbulent Reacting Flow

化学反应是自然界和工程实践中最为重要的过程之一,是获取能源、制备材料、治理污染的重要手段;流体流动是自然界中广泛存在的现象,江河湖海、风云雨露,流体流动随处可见。在流体的流动中产生这些化学反应时,这些流动就成为化学反应流动。湍流是极为常见的流动状态,而且具有更快的掺混速度,更强的输运能力,因此,在化工设备中,使参加反应的流体保持湍流状态,可以提高化学反应的效率。这种化学反应流就称为湍流反应流。大量工程实际问题的解决与湍流反应流研究密切相关,如油、气和煤燃烧的热效率及污染物排放控制、气体爆炸、化学反应容器的过压保护、火灾中的火蔓延和烟气输运等。湍流是目前最难解决的非线性问题之一。从本质上说,湍流中的化学反应涉及分子运动。而解决微观分子物理复杂性问题,仍然有相当长的路要走。此外,对于湍流燃烧、复杂的化学动力学机理、燃烧与湍流强烈的耦合作用更加深了解决问题的难度。

随着计算机技术和计算方法的飞速发展,数值模拟方法已成为研究各种湍流化学反应现象的重要工具之一。它能够以较小的研究成本模拟实验难以得到的物理过程,并提供实验难以测量的物理量,同时它也面临着几个主要的尚需完善的问题:① 湍流非定常特性的模拟;② 化学反应与湍流的相互作用;③ 小尺度反应结构的空间-时间特性。

在现代的湍流模拟方法中,大涡模拟是一种先进的方法。目前反应流动大涡模拟的进展已经改变了以往人们对于其应用于湍流反应流模拟的质疑,大涡模拟的优越性逐步得到体现:① 它能够更加准确地计算湍流的混合过程,预测标量的混合过程和标量耗散率的结果都要好于另一种常用的湍流模拟方法——雷诺平均模拟。这是因为湍流的大尺度结构控制着全场的混合特性,它在大涡模拟中是可以准确求解的;② 大涡模拟可以捕捉局部反应面的瞬态特征,即在大涡模拟可辨识的空间尺度和时间尺度之上的化学反应过程的不稳定状态。但是大涡模拟仍然不能克服化学反应的不封闭问题。映射封闭为该问题提供了一个解析的自洽方法[4]。化学反应与湍流的相互作用以及小尺度反应结构的独特的空间-时间特性是湍流反应流大涡模拟进一步发展的核心问题。

参 考 文 献

[1] Peters N. Turbulent Combustion. Cambridge: Cambridge University Press, 2000.

[2] Pope S B. Turbulent Flows. Cambridge: Cambridge University Press, 2000.
[3] Bilger R W. Future Progress in Turbulent Combustion Research. Prog Energy Combust Sci, 2000, 26: 367-80.
[4] Pitsch H. Large eddy simulation of turbulent combustion. Annu Rev Fluid Mech, 2006, 38: 453-482.

撰稿人：张　健　何国威
中国科学院力学研究所，非线性力学国家重点实验室

湍流：模型与计算

Turbulence: Modeling and Simulations

湍流是流体力学的核心经典难题。对于黏性流体，当流动速度较低时，流动通常是有序的层流，而当流速足够高(准确地说，当刻画黏性与惯性重要程度之比的雷诺数足够大)时，流动变得混乱起来，不同尺度上的运动以非线性的方式发生复杂的相互作用。如何用理论和数值的方法有效刻画这种拟序结构和随机脉动之间的非线性多尺度相互作用，就是湍流模型与计算所关心的中心问题。

事实上，湍流仍然满足黏性流体的 Navier-Stokes 方程组。只是由于惯性项的非线性性，各种不同尺度的运动在大雷诺数下发生了很强烈的耦合，能量会在不同尺度的运动间消长。于是，我们不能够在单一的尺度上进行理论和数值研究。非线性性的重要意义可以从两个函数 $f(x)$, $g(x)$乘积在某个空间区域的平均不等于它们各自在该空间的平均的乘积看出来；而对于周期函数，我们还知道，乘积 $f(x)g(x)$任意一个频率的傅里叶系数会和$f(x)$,$g(x)$各自的其他频率分量发生关系。简单地说，就是这一点使得湍流作为自然界中的一个重要现象成为可能。

数学上来看，要得到湍流时解的解析表达式一般是不可能的；而数值上来看，精确求解 Navier-Stokes 方程组也由于其巨大的计算量无法实现对真实流动的有效模拟。于是，人们试图从其他角度克服这一困难。理论上的工作主要包括：湍流统计理论(将经典的流体力学和统计方法结合起来，从基本方程出发推导关于湍流统计量的方程，包括著名的 Kolmogorov 理论等)，湍流模式理论(以雷诺平均运动方程与脉动方程为基础，通过理论与经验结合，引进一系列模型假定，建立一组描写湍流平均量的封闭方程组，包括周培源教授 1940 年的开创性工作等)，以及边界层理论、流动稳定性等。计算上的工作则包括直接数值模拟(对于较小的流动系统直接求解 Navier-Stokes 方程组)、雷诺平均方法、大涡模拟方法等。

湍流经过包括许多伟大学者 100 多年的顽强努力，基本机理和有效计算至今仍有待弄清，这在整个科学史上也是不多见的。Werner Heisenberg(诺贝尔奖获得者)和 Sir Horace Lamb 临终都念念不忘湍流，后者说过：“现在我老了，当我到了上帝那儿，希望能在两个问题上得到启示：一个是量子电动力学，一个是湍流。我对于前者(能得到启蒙)还比较乐观。”尽管如此，作为自然科学的重大难题的湍流，百年来不断吸引着有志之士不断探索，发展了理论、数值方法在湍流以及相关领域得到重要应用。

参 考 文 献

[1] 是勋刚. 湍流. 天津：天津大学出版社, 1994.
[2] 朗道, 栗弗席茨. 流体力学. 孔祥言译. 北京：高等教育出版社, 1983.
[3] 周光炯, 等. 流体力学. 北京：高等教育出版社, 1992.
[4] 中国力学学会. 2006~2007 力学学科发展报告. 北京：中国科学技术出版社, 2007, 94-97.

撰稿人：唐少强
北京大学工学院

声子热传导的微观机制及低维材料的热传导规律

Phonon Heat Transport Problem

1808 年，法国科学家傅里叶总结出了宏观材料热传导的傅里叶定律，即热流与温度梯度成正比。在该定律提出之初，拉普拉斯、拉格朗日和勒让德对傅里叶的工作给予了高度评价，同时也对该定律的一般性及其严格性表达了保留意见[1]。

200 年来，物理学家对傅里叶定律的微观起源进行了不断的探索。1872 年，玻尔兹曼基于稀薄气体模型提出了玻尔兹曼输运方程,为输运现象提供了统一的微观图像。1914 年德拜引入声子的概念，描述以晶格振动的方式进行的能量传输行为，为宏观固体材料的热传导建立了初步的微观基础。德拜猜测固体中粒子间内秉的非线性相互作用导致声子相互作用，贡献了热阻，从而导致正常热传导。20 世纪 30 年代初期，R. Peierls 从量子力学的角度重新考虑德拜的猜想，提出了声子玻尔兹曼方程来描述热传导过程[2]。在低温极限下，Peierls 将非线性相互作用简化成声子碰撞过程。Peierls 的理论有效地预言了在低温区域热传导系数对温度的依赖关系，跟实验数据符合得很好。但是 Peierls 的处理是微扰论的、唯象的；声子相互作用导致傅里叶定律的微观动力学机制仍然不清楚[3,4]。另一方面，虽然傅里叶定律的正确性在三维宏观材料中得到广泛证实,但其在低维材料中的正确性还缺乏直接的实验验证。

近年来，计算机计算能力和实验技术的迅速提高，使得物理学家能够通过分子动力学模拟来研究声子热传导的微观机制[4]，并且可以直接实验测量低维材料的能量输运性质[5,6]。这些进展为深入研究诸如热传导的微观动力学机制、热传导规律对于维数的依赖关系、热传导和能量扩散过程定性定量的联系、反常扩散和非广延统计物理的联系等基本问题创造了条件。

参 考 文 献

[1] Buchanan M. Heated debate in different dimensions, Nature Physics, 2005, 1: 71.

[2] Peierls R E. Theoretical physics in the twentieth century. New York: Wiley, 1961.

[3] Lepri S, Livi R, Politi A. Phys Rep, 2003, 377: 1.

[4] Livi R, Lepri S. Nature, 2003, 421: 327.

[5] Schwab K, et al. Nature, 2000, 404: 974; Wang Z, et al. Science, 2007, 317: 787.
[6] Balandin A, et al. Nano Lett, 2008, 8: 902.

撰稿人：赵 鸿 张 勇
厦门大学物理系

生物分子进化的定量描述

Quantitative Description of Bio-Molecular Evolution

达尔文的生物进化思想经过 100 多年的发展与完善,已经得到了从分子生物学到社会科学在内的各个方面的承认。特别是在生物学领域, 进化论已经成为逻辑思考和合成生物学的基本论据。但是长期以来,由于缺乏有效的可控性定量实验论证,进化论思想还基本停留在定性科学水平。不论是在随机过程理论层面还是在平均场理论方面,生物物理学家都没有找到合适描述生物进化的普适性基本方程。近年来,由于生物技术的迅速发展以及数学、物理、化学、力学与计算机科学的进入，生物学正在迅速向更加定量化方向发展。建立进化论定量化理论的条件已经逐渐成熟。

目前，旨在研究进化论理论与利用进化论做应用性研究的尝试性实验正在开展。研究工作首先集中在比较容易进行可控试验的生物分子试管进化研究方面。例如, 在应用研究方面, 美国 Affimatrix 公司的科学家用 DNA 洗牌法(DNA shuffling)使天然绿荧光蛋白的发光效率提高了 40 余倍；美国麻省医院的科学家用蛋白质进化的方法找到了能与三磷酸腺苷(ATP)特异结合的非天然蛋白质[2]。这些研究显示了生物分子进化方法的巨大应用潜力。在理论研究方面, 人们用试管进化的方法研究了一段随机 DNA 片段向乳酸蛋白酶调控子进化的动力学过程。发现 DNA 的进化过程与调控子-调控蛋白的结合能之间存在正相关，进化动力学机制有类似于统计物理中的一级相变的特征[3,4]。但是，目前这些研究结果都没有达到对进化动力学机理进行定量刻画的水平。

发展生物分子进化的平均场理论是物理、数学与生物学交叉科学的一个挑战。核心是通过试管进化实验,从非线性物理及动力学角度对生物进化现象在分子水平上进行系统的、定量的研究。包括充分利用分子生物学、化学、物理、数学、非线性动力学与复杂性科学的最新手段对实验进行精确的设计,对研究对象进行严格的控制,对实验结果进行定量的分析。如果能够得到生物分子进化的一般性定量理论,就可以按照进化规律设计出人们想要的生物大分子。这个理论上的突破将会对从生物学的基本原理到药物设计的一系列研究产生重要影响。

参 考 文 献

[1] Crameri A, et al. Nature Biotech, 1996, 3 :4

[2] Keefe A D, Szostak J W. Nature. 2001, 410: 715
[3] Dubertret B, Liu S, Ouyang Q, Libchaber A. Phys Rev Lett, 2001, 86: 6022
[4] Yang X J, et al, J Mol Evol, 2009, 68:14

撰稿人：欧阳颀
北京大学物理学院

能否利用随机共振机制提高弱信号接收的信噪比

Can We Enhance Signal to Noise Ratio by Applying Stochastic Resonance Better than Linear Filters

人们直观的概念是噪声(或称随机力)会起到掩盖或破坏信号、减弱相干性、降低有序程度等消极作用。但近半个世纪中,学者已经发现在一定非线性条件下,噪声可以起到放大信号，提高多系统的协同程度，以及加强运动的相干性的积极作用。特别是 20 世纪 80 年代初, Benzi 和 Nicolis 等人在研究地球史冷暖期转换的过程中提出了随机共振的概念[1~3]，开始了对涨落和噪声加强有序信号的积极作用的系统研究，而以后的近 30 年中随机共振的研究成为在非线性系统和随机力研究领域吸引学者广泛兴趣的课题[4~7]。

以下受周期信号和噪声驱动的双稳系统是研究随机共振最简单,也最具有代表性的模型[4,5]

$$\dot{x} = x - x^3 + I(t) \tag{1}$$

$$I(t) = S(t) + N(t) \tag{2}$$

$$\langle N(t) \rangle = 0, \langle N(t)N(t') \rangle = D\delta(t-t') \tag{3}$$

式中自治的常微分方程 $\dot{x} = x - x^3$ 本身具有两个稳定解 $x = \pm 1$，所以称为双稳系统。外界输入 $I(t)$ 包含有信号 $S(t)$ 和噪声 $N(t)$ 两个部分。在(3)式中 $\langle\ \rangle$ 代表统计平均值，而(3)中定义的 $N(t)$ 具有零平均值和零相关时间的性质，称为白噪声，式中参数 D 代表噪声强度。对(1)式的大量研究显示，当 $S(t)$ 是一个微弱的规则信号(如周期信号 $S(t) = A\sin(\omega t),\quad 0 < A << 1$)，并且噪声 $N(t)$ 很小或很大时，输出变量 $x(t)$ 中含有的信号强度都很小，而当噪声取与双稳系统匹配的“适中”值时，$x(t)$ 中输出信号最强，如图 1 所示。这一利用优化噪声强度增强输出信号的现象被人们称为随机共振，图中 $D = D_R$ 正是所谓“共振”的噪声强度。

类似(1)式的随机共振机制对理解一些在自然界中观察到的信号受随机力作用而放大的现象以及噪声诱导相干和协同运动的现象起到很大作用。但在许多实际问题中信号本身的放大并不困难(如可用线性放大器来放大弱信号)，困难的是信噪比的提高。因为简单的信号放大会同时放大混在其中的噪声，而不能改善信噪比，因

此随机共振提高信噪比的能力成为随机共振研究的一个重要问题。对(2)式的输入可以用线性滤波器滤去远离信号频率 ω 的噪声部分，但线性方法难以消去信号频率 ω 附近的噪声。如果处理总长度有限的信号，传统的线性处理得到的信噪比会有其上限。随机共振研究的一个重要问题就是：这种非线性机制能否被用来提高弱信号接收的信噪比，或更确切地说，能否在已有方法，特别是线性滤波方法的基础上进一步提高接收信号的信噪比。如果对这一问题有肯定的回答，就可以用随机共振机制发展新的方法，在强噪声下接收弱信号。多年来，学术界对这一问题进行了一定的研究，但并没有得到一致的看法。如尽管(1)式表现了如图 1 所示的典型的随机共振现象，但对该系统的所有理论和数值研究都显示输出 $x(t)$ 的最高信噪比都没有超过输入 $I(t)$ 的信噪比。

值得进一步研究的问题是：在理论上非线性随机共振机制能否得到比线性滤波更高的信噪比；如果能，则需明确实现这一目标的条件，并用实验证实这一可能性。

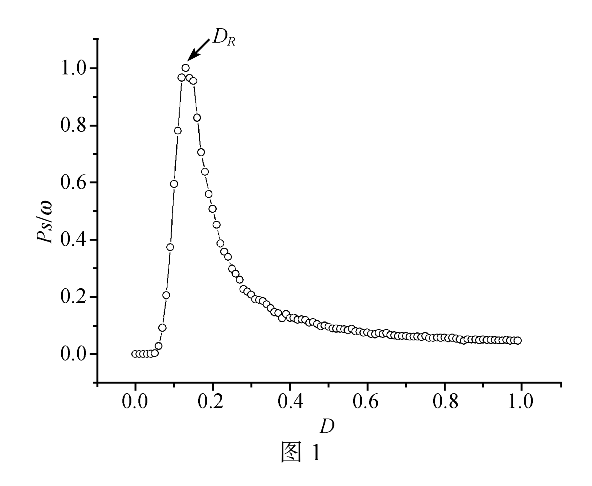


图 1

系统(1)的随机共振行为。Ps 为输出 $x(t)$ 中在频谱 ω 处的信号的功率高度(最高处归一化为 1)。$A = 0.02, \omega = 0.01$。从图中可见，小和大的噪声强度都对应弱的信号输出，而适中“共振”噪声强度下($D = D_R$)输出信号取得最大值。

参 考 文 献

[1] Benzi R, Sutera A, Vulpiani A, J. The mechanism of stochastic resonance. Phys A, 1981, 14: L453.

[2] Nicolis C, Nicolis G. Stochastic aspects of climate transitions and additive fluctuations. Tellus, 1981, 33: 225.

[3] Benzi R, Parisi G, Sutera A, et al. Stochastic resonance in climatic change. Tellus, 1982, 34: 10.

[4] Gammaitoni et al. Stochastic resonance. Rev Mod Phys, 1998, 70(1): 223-287.

[5] Gang H, Nicolis G, Nicolis C. Periodically forced fokker-planck equation and stochastic resonance. Phys Rev A, 1990, 42: 2030.
[6] Toshio M, Shoichi K, Noise-induced entrainment and stochastic resonance in human brain waves. Phys Rev Lett, 2002, 88: 218101.
[7] Francesco P, Massimo G D, Tredicce J R. Stochastic resonance in bulk semiconductor lasers. Phys Rev E, 2005, 71: 036125.

撰稿人：胡　岗　郑志刚
北京师范大学物理系

螺旋波动力学与心颤控制

Spiral Dynamics and Control of Cardiac Fibrillation

自20世纪90年代以来,生物物理学家和心脏病学家的一系列实验研究结果表明，心脏中的再进入性心率过速(reentrant tachycardia)及心颤(cardiac fibrillation)现象与心肌信号螺旋波的自组织及螺旋波的失稳有密切关系[1]。研究表明，心脏的心肌运动主要有心肌细胞的钙离子浓度决定,钙离子浓度的一个振荡周期对应于心肌细胞的一次收缩与扩张。在心脏中钙粒子的浓度以化学波的形式传播，每一次钙离子波的传播对应于一次心脏跳动。正常的心脏由一个靶波波源控制。如果心脏中出现另一个波源，心脏就不能正常工作，需要通过手术去掉多余的波源。但是，对于一类波源，即螺旋波源，手术无能为力。主要原因是螺旋波源是由数学上称之为“拓扑缺陷”的东西组成的，它与心肌的性质无关。心肌中产生螺旋波对应于心脏中的再进入性心率过速，而螺旋波的失稳对应于心颤现象。现在，物理学家将心脏看成是在极限环驱动下的可激发系统。用反应扩散系统模拟心脏中心电信号的动力学行为可以比较方便地得到螺旋波运动的普遍规律，并找到控制螺旋波失稳的机制，以及在系统中消灭螺旋波缺陷的有效方法。

近20年来,对反应扩散系统中螺旋波的形成与失稳研究已经有了很大的发展。例如，人们从实验与理论上对影响螺旋波动力学机制的各种因素进行了系统的研究，并在反应扩散系统中实验观察到螺旋波的各种不同的失稳机制，如多普勒失稳[2]、爱克豪斯失稳[3]、线缺陷失稳[4]等。最近几年研究工作开始向三维反应扩散系统中的螺旋波与螺旋波控制方向发展。 例如，Mikhailov等人提出了三维系统中环状波中心的负张力使心脏中心颤现象产生的机理并提出了相应的控制措施。虽然在理论上对心脏中螺旋波的形成及其失稳机制有许多猜测,在对应的反应扩散模式系统中一些理论也得到了部分或全部的论证,真实心脏系统中螺旋波的产生机制和失稳途径还没有被真正掌握。例如，最近的临床研究发现真实的生命体心脏中存在着自发消除螺旋波的控制机制，这种机制使得 90%的心颤不会导致死亡。而在对应的模式系统中，一旦螺旋波失稳系统会不可逆的进入时空混沌态。这种机制的控制机理目前还不清楚。真正了解真实系统中螺旋波的动力学行为并掌握螺旋波失稳的控制方法将会在心脏病研究中引起质的飞跃。

参 考 文 献

[1] Glass L. Dynamics of cardiac arrhythmias. Physics Today, 1996.

[2] Ouyang Q, Swinney H L, Li G. Transition from spirals to defect-mediated turbulence driven by a Doppler instability. Phys Rev Lett, 2000, 84: 1047-1050.
[3] Zhou L Q, Ouyang Q. Experimental studies on wavelength instability and spiral breakup in a reaction-diffusion system. Phys Rev Lett, 2000, 85: 1650-1653.
[4] Guo HY, Li L, Wang H L, et al. Chemical waves with line defects in the Belousov-Zhabotinsky reactions. Phys Rev E, 2004, 69: 056203-1-056203-5.
[5] Alonso S, Sagues F, Mikhailov A S. Science, 2003, 299: 1722.

撰稿人：欧阳颀
北京大学物理学院

轨道扩散与太阳系稳定性

Orbital Diffusion and Stability of Solar System

太阳系稳定性是关于 Hamilton 系统轨道扩散的一个经典问题。1609~1618 年，Kepler 发现著名的三大定律，表明行星在以太阳为一个焦点的椭圆轨道上运动。1687 年牛顿发表万有引力定理。根据这一定理，行星受到相互引力作用，因此其运动轨道不可能是简单的椭圆。18 世纪 Laplace 和 Lagrange 建立了描述行星相互摄动下的运动方程，证明了在摄动函数展开到行星相对太阳质量的一阶近似下，行星运动的轨道半长径没有长期变化。他们的研究奠定了天体力学摄动理论的基础。后来 Poisson 和 Poincaré 证明了该结论对于展开到行星质量的二阶时仍然成立，但当展开到三阶时就不正确了[1]。级数展开方法不能证明太阳系的稳定性，因为我们不清楚级数是否收敛，并且在时间趋向无穷后仍然有效。

在 20 世纪五六十年代，Kolmogrov, Arnold, Moser 证明了一定条件下可积 Hamilton 系统在充分小摄动下，多数解仍然是拟周期运动，这就是 KAM 定理。将 KAM 定理应用到太阳系稳定性问题，表明在行星质量、轨道偏心率和轨道倾角充分小的情况下，从概率的意义上，太阳系多数轨道在时间趋向无穷时是稳定的，这些稳定的轨道远离行星轨道共振区(轨道周期成简单整数比)。然而太阳系大行星的质量有具体数值，不是数学意义上的充分小，如木星约是太阳质量的 1‰，而且太阳系天体间普遍存在平运动轨道共振现象，如木星和土星虽然不在轨道共振状态，但其轨道周期非常接近 5:2 通约。如果行星轨道不是拟周期的，由于太阳系九体(太阳加八个大行星) 问题的相空间是 54 维，因此，即使轨道落在拟周期轨道的充分小邻域内，轨道在时间趋向无穷时仍然有可能与原轨道离得充分远，这就是 Arnold 扩散。由于 Arnold 扩散问题在数学上仍未解决，太阳系稳定性问题实际上成了一个未决的数学问题。

20 世纪 80 年代以来，随着计算机运算速度的极大提高，数值计算使我们了解不稳定性产生的机制和时标。目前数值积分的时间尺度已经超过 40 亿年。Laskar, Wisdom 的工作表明，对于内太阳系(类地行星)，行星间的长期共振重叠导致混沌运动(Lyapunov 时标约 5 百万年)，使得水星可能在 10^{12}~10^{13} 年内与金星有密近交会，或与太阳碰撞[2]。对于外太阳系的巨行星，产生混沌的根源主要是三体共振，如木星、土星、天王星之间的 7:5:3 共振，其 Lyapunov 时标大约 19 百万年。尽管外太阳系也是混沌的，但是通过轨道扩散速度的估计，外太阳系的稳定要比太阳的

物理年龄(100 亿年)长得多。

因此，太阳系稳定性问题在理论上仍未解决，而数值探索上也有不少问题有待研究[3]。

参 考 文 献

[1] Laskar J. Encyclopedia of planetary sciences. London: Chapman & Hall, 1997: 762.

[2] Lecar M, et al. Chaos in solar system. Annu Rev Astron Astrophys, 39: 581.

[3] 孙义燧, 周济林. 现代天体力学导论. 北京: 高等教育出版社, 2008.

撰稿人：孙义燧　周济林

南京大学天文系

功能相关的蛋白质非线性构象变化

Function-Related Large-Scale Nonlinear Dynamics of Proteins

蛋白质分子的动力学本身是一个有着丰富内容的物理问题,同时这些运动又和很多生物过程相联系。当前生物物理和系统生物学的研究使得这一问题成为广泛关注的热点之一。

蛋白质是生命活动中重要的大分子物质。凭借以蛋白质为主要功能核心的各种细胞机器，生物体实现了多种多样的功能和行为。由于生物体是一个开放体系，它必然受到来自环境的各种各样的能量、物质和信息的输入和干扰，而生物体能够很快速而高效地产生响应，这些都离不开蛋白质分子的调节和控制。蛋白质功能的实现常常伴随着其空间结构的变化，来实现其功能的开启或者关闭。有些蛋白还具有多种功能，他们也常常是利用结构的变化来实现其功能的转换。理解这些与功能变化相关的蛋白质大尺度构象转变的物理机制是彻底认识生命过程的一个重要步骤。

不同于在天然态附近的振动行为，在蛋白质复杂的能量面上，不同构象的相互切换，甚至天然构象内的能量传递，是典型的非线性过程[1~3]。通常的模式分析方法等手段在这些问题中明显遇到了困难。怎样发展新的实验、理论、计算方法来实现这些过程的定量刻画，找出影响和控制这些功能运动的关键物理因素，成为现代分子生物物理中一直受到广泛关注的核心问题之一。比如血红蛋白分子（这是人类解析出空间结构的第一个蛋白）的功能运动以及在氧气和一氧化碳分子影响下的结构变化是蛋白质早期研究的一个典型问题[4,5]。现在随着蛋白质组研究的深入，越来越多的调控蛋白进入人们的视线，在钙离子信使、磷酸化、ATP 等调控作用下，调控蛋白通过构象变化来实现其丰富的功能行为,为我们提出了更多的物理和生物问题[6,7]。同时随着技术手段的进步，人们面对的蛋白结构有了更大的范围：离子通道[8]、分子伴侣[9]、分子马达[10]等更大尺度的分子机器。这些构象变化过程的认识将推动我们对生物本质更深入的理解。

现在，蛋白质大尺度功能运动的研究还处在一些个例的层次上，还没有系统的图像和范式。随着实验手段的进步、理论知识的晚上以及计算模拟能力的提高，人们能够搜集到越来越多的功能运动的信息，也逐渐具备了分析出了的技术手段。伴随着系统生物学的蓬勃发展,对蛋白质构象运动的机制和定量描述有着越来越迫切的要求，也越来越有着突破的可能。蛋白质是怎样通过其构象运动来实现其生物功能这一问题，将在未来数十年内成为分子生物物理的主旋律之一。

参 考 文 献

[1] Huang K. Lectures on Statistical Physical and Protein Folding. Shanghai: Fudan Univ Press, 2006.

[2] Juanico B, Sanejouand Y H, Piazza F, et al. Phys Rev Lett, 2007, 99: 238104.

[3] Doster W, Cusack C, Petry W. Dynamical transition of myoglobin revealed by inelastic neutron scattering. Nature, 1989, 337: 754.

[4] Antonini E, Brunori M. Hemoglobin and myoglobin in their reaction with ligands. Amsterdam: North-Holland, 1971.

[5] Austin R H, Beeson K W, Eisenstein L, et al. Dynamics of ligand binding to myoglobin. Biochemistry, 1975, 14: 5355.

[6] Liu J, Nussinov R. Allosteric effects in the marginally stable von Hippel-Lindau tumor suppressor protein and allostery-based rescue mutant design. PNAS, 2008, 105: 901.

[7] Kotting C, Blessenohl M, Suveyzdis Y, et al. PNAS, 2006, 103: 13911.

[8] Sadovsky E, Yifrach O. Principles underlying energetic coupling along an allosteric communication trajectory of a voltage-activated K channel. PNAS, 2007, 104: 19813.

[9] Danziger O, Segal R D, Wolf S G, et al. Conversion of the allosteric transition of GroEL from concerted to sequential by the single mutation Asp-155 -> Ala. PNAS, 2003, 100: 13797.

[10] Masterson L R, Mascioni A, Traaseth N J, et al. Allosteric cooperativity in protein Kinase A, PNAS, 2008, 105: 506.

撰稿人：王　骏

南京大学物理系

复杂生物系统的鲁棒性与可进化性

Robustness and Evolvability in Complex Biological Systems

生物系统往往是复杂的非线性系统，它的一个重要特性就是鲁棒性。鲁棒性是指系统在内部或外部的扰动下仍保持其功能的特性。鲁棒性的例子存在于各个层次的生物系统，从生物化学系统到生态系统[1]。实现鲁棒性所采取的手段各种各样，“冗余”和“反馈”是其中两个实现鲁棒性的重要机制，它们在各个层次的生物系统中都被发现。对鲁棒性的要求将很大程度约束了生物系统的可能设计，是否存在一般性的原理和统一的数学框架来解释生物系统如何克服可变的环境和噪声，仍是等待回答的问题[2]。现存的生物系统都是进化而来的，在这种意义上来说系统的鲁棒性也是进化而来的。生物系统实现同一功能可以采取不同的方式，各种方式的鲁棒性可能很不相同。生物系统所处的环境经常随时间改变，生物系统通过突变获得可遗传的新功能以适应新的环境，这种能力称为可进化性，现在丰富多彩的生物世界正是由它而来[3]。进化由突变驱动，而系统对突变的鲁棒性与对内部和外部扰动的鲁棒性具有很强的正关联。一方面，系统的鲁棒性将限制这些突变的表现型效果，这可能限制系统进化能力或至少降低进化速度。另一方面，系统的鲁棒性允许多个突变沉默积累，当达到一定域值，在苛刻的环境或导致显著表现型转变的自然选择下这些突变的效果就会显现出来。鲁棒性虽然限制了生物系统的进化途径，但也使得生物系统有更多机会产生有利突变从而获得新表现型。系统的鲁棒性与可进化性很多时候是以折中的方式存在的[1]。

最近10年来，人们对复杂生物系统的鲁棒性和可进化性及它们之间的关系进行了大量的研究，具体包括遗传密码、RNA结构、蛋白质、基因调控网络以及代谢网络等的鲁棒性和可进化性。但一些基本问题并没有得到解决。这些问题包括[1]：

(1) 鲁棒性与脆弱性是对立的两个概念，生物系统不可能在各种扰动下都是鲁棒的。系统对某种扰动的鲁棒性增加，可能导致系统对某种意外扰动的脆弱性增加，生物系统如何平衡这两者以及是否存在普遍原理？

(2) 实际生物系统往往是鲁棒性较高的系统，这种高鲁棒性系统是随机产生的还是由低鲁棒性系统进化而来？低鲁棒性如何进化到高鲁棒性，又是什么因素阻止系统变得更加鲁棒？

(3) 鲁棒性不是生物系统与可进化性联系在一起的唯一特征，例如，模块性也可以提升系统的可进化性。鲁棒性是否与生物系统其他有利于可进化性的特征相关

联？

(4) 鲁棒性是限制还是促进生物系统进化出新表现型的能力？自然选择在鲁棒性和可进化性上所起的作用以及是否存在一个普适的理论框架描述鲁棒性和可进化性的关系？

对复杂生物系统的鲁棒性和可进化性的研究需要包括非线性科学在内的多学科的交叉以及理论和实验的紧密结合。对鲁棒性和可进化性的研究将深化对生物系统的设计原理理解，同时对人工控制系统的设计有启发意义。

参 考 文 献

[1] Wagner A. Robustness and Evolvability in Living Systems. New Jersey: Princeton University Press, 2005.

[2] Kitona H. Towards a Theory of Biological Robustness. Molecular Systems Biology, 2007, 137: 3.

[3] Isalan M, et al. Evolvability and hierarchy in rewired bacterial gene networks. Nature V, 2008, 405: 840.

撰稿人：史华林
中国科学院理论物理研究所

辅助因子如何调控的蛋白质结构与动力学过程？

How do the Cofactors Regulate the Structures and Dynamics of Proteins?

蛋白质是生命运动的主要载体，是构成生物体结构，控制、调节和执行生物学功能的重要物质。蛋白质一旦失去正常功能，生命过程便可能产生异常，从而导致疾病的发生。蛋白质科学研究的一个重要目标便是了解蛋白质行使其生物学功能的结构基础与动力学机制。这样便可以认识疾病发生与蛋白质功能异常的关系，从而揭示一些重要疾病的致病机理并寻找有效的治疗方案和设计药物[1]。

在以往的工作中，由于研究手段的限制，人们对蛋白质结构与动力学的研究主要集中在较为简单的没有辅助因子参与的蛋白质体系。例如，人们对蛋白质折叠与聚集的知识主要来自于对能够自发折叠或聚集的蛋白质体系。然而，在生物体中，蛋白质行使功能时，通常需要辅助因子的参与。这种辅助因子调控的蛋白质结构与动力学过程由于辅助因子的参与会表现出新的特征。因此，要更真实、全面地了解蛋白质行使其生物学功能的结构基础与动力学机制，必须深入研究这种辅助因子调控的蛋白质结构与动力学过程，包括辅助因子调控的蛋白质折叠、聚集与功能运动[2]。

在众多的辅助因子中，金属离子(如 Fe(II),Cu(II), Zn(II)，Ca(II), Mg(II)等)是一类典型的代表。在真核生物中，大约 30%的蛋白需要金属离子的参与才能正确行使其生物学功能。因此，细胞内适量的金属离子对维持正常的生命活动必不可少，过量或缺少这些金属离子均会导致蛋白质功能异常及疾病发生。如最近的一系列实验表明，神经退行性疾病的发生(如老年痴呆症，帕金森症，以及疯牛病等)与金属离子诱导的蛋白质聚集有着非常密切的关系[3]。因此，理解金属离子这类辅助因子是如何诱导相关蛋白的错误折叠与聚集并导致疾病的发生是抑制和治疗神经退行性疾病的关键，成为最近蛋白质科学领域人们关注的焦点问题。而金属离子诱导的蛋白质构象改变可以影响蛋白质与其他蛋白或核酸的相互作用，从而实现对特定的生物过程的调控。如钙离子与钙调蛋白的结合能够改变钙调蛋白的构象，从而影响钙调蛋白与肌动蛋白的结合，实现对肌肉收缩过程的调制。深入理解金属离子调控的蛋白质结构与动力学过程一方面可以帮助人们认识疾病发生与蛋白质功能异常的关系，从而揭示一些重要疾病的致病机理并寻找有效的治疗方案和设计药物，另

一方面可以帮助了解一些生物过程发生的分子机制,并帮助人们设计特定的能够通过金属离子人工调控的蛋白质分子机器，来实现特定的功能。

近年来，关于辅助因子调控的蛋白质折叠、聚集与功能运动，人们开展了一系列的实验研究，积累了越来越丰富的实验数据。然而，即使是使用最新的实验技术，时间分辨能力与空间分辨能力仍不尽人意。辅助因子的参与使得这一过程变得更加复杂，进一步增加了实验研究的难度。这些因素使得人们很难仅仅基于实验从原子水平上给出一个关于辅助因子调控的蛋白质折叠、聚集与功能运动的完整图像，亟待理论研究的参与来解释相关的实验数据。而理论上研究此类问题的主要困难来自两个方面：一方面人们还缺少能够合理描述辅助因子与蛋白质相互作用的理论模型；另一方面，需要大规模的数值计算来实现相关运算问题。如金属离子辅助的蛋白质折叠、聚集与功能运动往往涉及金属离子与蛋白质原子间形成的配位键。正确描述此类配位键需要考虑金属离子与蛋白质原子间的电荷转移、金属离子诱导的蛋白质残基质子化状态的改变以及金属离子诱导的蛋白质原子极化效应一般都涉及电子自由度，这是常规的分子动力学所不能描述的，需要借助于量子力学方法来解决。尽管现有的量子力学模型或量子力学/分子力学混合模型能够精确描述这一过程，但是由于计算能力的限制，这一层次的模型只能用于研究短时间，小尺度的蛋白质动力学行为。而用于描述蛋白质折叠、聚集及大尺度功能运动这样的长时间大尺度动力学过程，目前的计算能力仍无法实现。因此，要研究辅助因子调控的蛋白质结构与动力学过程，需要对现有的常规分子动力学进行改进，使其能够合理地描述辅助因子调控的蛋白质动力学过程。研究近几年一直是国内生物化学和生物物理学界的一个重要课题和研究方向，并取得了引人注目的成果。

但是,这些研究离人们完全理解辅助因子对蛋白质结构和功能的调控作用还很远，需要各个学科的科研人员共同来研究这一问题。

参 考 文 献

[1] 邹承鲁. 生物学在召唤. 上海：上海科技教育出版社, 1999.
[2] Wilson C J, Apiyo D, Stafshede P W. Quart Rev Biophys, 2004, 37: 3-4, 285-314.
[3] Adlard P A, Bush A I. Journal of Alzheimer’s Disease, 2006, 10: 145.

撰稿人：王　炜
南京大学物理系

非线性波传播的界面效应

Interface Effects of Nonlinear Waves

人们熟知自然界中波(包括线性和非线性波)的传播现象，如光波，声波，水波，化学波等。波在通过两个参数不同介质的界面时其传播会产生各种界面效应，其中线性波的界面行为已经被完全理解。如光波在具有不同折射率的介质的界面上会发生折射和反射，其折射波，反射波的传播方向和强度与入射波的入射方向的关系由 Snell 定律所确定[1, 2]。近年来学者又发现了传播速度指向波源的线性波，称为负速度波(简称负波)。当界面两边介质分属正波(传播相速度从波源向外的波)和负波时，可以发生负折射，即入射线与折射线在界面法线同侧的折射[3, 4]。在光学、声学等领域,波在界面上的反射、折射现象有着广泛的应用(如光学透镜、反射镜和超声波应用等)，目前负折射现象也被期待有重要的应用前景。

在自然界中非线性波的存在比起线性波更为广泛,非线性波通过不同介质的界面时也会产生各种变化。然而非线性波的界面效应远不如线性波那样被透彻地认识。线性波最重要的特征是叠加原则，线性介质中多个波解的线性叠加仍然是原介质的波解，这一原则在非线性介质中不成立。这样非线性介质中会出现一些线性介质不可能出现的现象，如波的竞争、界面上波的自发产生等。各种非线性特征产生了非线性界面效应形式的多样性和行为与机制的复杂性。近年来也发现了非线性的负波(相速度为负的波)及相应的负折射现象[5,6],而非线性负波的参与更增加非线性波界面效应的复杂性。至今，对非线性波界面效应还不存在普遍性规律的认识，如我们甚至还不能一般性的说明什么时候非线性波在界面上会或不会发生反射和折射(如何时仅有反射；仅有折射；二者都有；或二者都无等)，如会发生反射和折射它们又具有什么性质等，所有这些现象都依赖于具体的非线性条件。在非线性波界面效应课题上存在的重要问题是：能否将非线性波界面问题归为若干具有共性的普适类；如能，描述这些普适类的规律和出现的条件；以及揭示产生这些普适规律的物理机制和其中可能存在的定量关系。

参 考 文 献

[1] Christiaan H. Traité de la Lumiere, 1678.

[2] 郭硕鸿. 电动力学. 北京：高等教育出版社, 1979.

[3] Veselago V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ε and μ. Sov Phys Usp, 1968, 10: 509.

[4] Shelby R A, Smith D R, Schultz S. Experimental verification of a negative index of refraction. Science, 2001, 292: 77.
[5] Vanag V K, Epstein I R. Inwardly rotating spiral waves in a reaction-diffusion system. Science, 2001, 294: 835.
[6] Cao Z J, Z H, H G, Negative refraction in nonlinear wave systems. EPL, 2007, 79: 34002.

撰稿人：胡　岗　郑志刚
北京师范大学物理系

对流暖云中的湍流起伏场究竟如何影响到大云滴的生成？

How Exactly do the Turbulent Fluctuating Fields Effect the Formation of Large Droplets in a Convective Warm Cloud?

对流云中的大云滴形成问题一直是云和降水微物理中的一个中心问题。对流云降水的雨滴半径是 1000μm，它的生长过程可分两个阶段：第一阶段由大气凝结核(半径是 0.1μm)通过凝结增长成云滴(半径为 10μm)，此时，半径增长了两个数量级，体积则增加了 100 万倍； 第二阶段由云滴通过重力碰并增长成雨滴，此时半径又增加了两个数量级，体积又增加了 100 万倍，也就是说，要 100 万个云滴才能碰并成一个雨滴，可见这过程的艰难。云物理理论早已证明云滴凝结增长速度会随云滴半径的加大而降低，最大到 20μm 为止。另一方面重力碰增长速度却随半径的减小而降低，最小到 30μm 为止。于是在 20~30μm 之间就形成了一个云滴生长沟，现有的理论很难跨越过去。1935 年 Bergeron 提出了一个冷云降水学说。他认为当云顶伸展到 0°水平以上时，云滴就成为过冷水滴，此时若过冷云中出现了少量冰晶，由于冰面的饱和水汽压远低于同温度下过冷水面的饱和水汽压，于是当过冷水滴和冰晶共存时，在冰晶表面就会出现非常大的过饱和水汽压，比一般在暖云中的过饱和水汽压大两个数量级，因此过冷水滴就会迅速蒸发通过转移凝华到冰晶上去，相当容易地突破生长沟而形成降水。1939 年 Findeisen 对数千次欧洲降水云的观测证实它们绝大多数云顶已伸展到 0°高度以上，云顶出现了冰晶后才有降水产生。于是，Bergeron 的冷云降水学说就得到大家的承认。然而这一学说却无法解释对流暖云没有冰晶出现时的降水。20 世纪 60 年代初，前苏联和我国的一些学者提出了对流暖云产生降水的新机制。这一学说认为对流暖云中存在的湍流起伏场对云滴突破生长沟产生大云滴有决定性的作用，其中最乐观的理论认为，对流云的湍流起伏场甚至可相当迅速地直接产生雨滴。但是后来对湍流起伏场的相关时间的分析研究表明，后者的计算并不恰当，起伏场都是一些短相关场，它们不可能直接产生雨滴，但对突破生长沟，形成大云滴却仍然足够有效[1]。以上这些理论在国际上发表后，迅速在西方引起了一场争论。一些西方学者从均匀湍流混合观点出发，全盘否定了我们这一学派的理论(1968, Bartlett; 1972, Bartlett, Jonas; 1974, Mason, Jonas; 1978, Pruppacher, Klett)。一直到 1977 年才出现了转机。此时曼彻斯特大学的 Latham 和 Reed，做了一个垂直风洞实验，结果证明均匀湍流混合的观点不对，云中的湍流

混合乃是非均匀混合，这种非均匀湍流混合仍然对大云滴的形成有正面效应。于是在 1979 年 Manton 从非均匀湍流混合观点出发进行了新的计算，他的新结果比较圆满地解释了对流云中的大云滴的产生。然而事情并未就此结束。在 20 世纪 80 年代，西方一些学者组织了大规模的野外对流云的直接观测。观测表明，Manton 在他的计算中对云中湍流的性质作了一些特殊的假设，而这些假设却未能在 1980 年代的野外对流云的观测中得到证实。于是，又出现了许多新的作者提出了一些新的理论，到现在还莫衷一是没有一个理论得到大家的公认，问题就仍然是一个悬案。尽管如此，从 20 世纪 60 年代前苏联和我国学者的这一学派提出了对流暖云降水新学说后，近 50 年来的研究已经证明湍流在形成对流暖云大云滴上确实是一个重要因素，这一点已经得到公认[3]。目前的问题是对流云内的湍流究竟是如何在起作用的问题。这对各国的云物理学者，以及湍流学者都是一个巨大的挑战。战胜这一挑战就会是云和降水微物理的一次突破性进展，而且对于更一般的湍流研究也是一大贡献。

参 考 文 献

[1] 温景嵩. 起伏场的相关时间对水滴随机长大的作用. 气象学报, 1964, 33: 97; Wen C S. The effects of the correlative time of fluctuating fields on the random growth of cloud droplets. Scientia Sinica, 1966, 15(6): 870.

[2] Pruppacher H R, Klett J D. Microphysics of Clouds and Precipitation. Dordrecht Holland: D. Reidel Publishing Company, 1978: 1-697.

[3] Cotton W R, Anthes R A. 风暴和云动力学. 叶家东 等译, 北京：气象出版社, 1993: 89-110.

[4] 温景嵩. 微大气物理学导论. 北京: 科学出版社, 1989: 165-191.

[5] 温景嵩. 概率论与微大气物理学. 北京: 气象出版社, 1995: 192-229.

[6] 温景嵩. 创新话旧：谈科学研究中的思想方法问题. 北京: 气象出版社, 2005: 157-193.

撰稿人：温景嵩
南开大学物理科学学院

球状闪电的等离子体物理模型

Modelling of Ball Lightning in Plasma Physics

球状闪电的物理机制是目前国际物理学中仍未解决的公认难题之一。球状闪电，俗称火球或滚地雷，多发生在雷雨天的枝状闪电之后或地震前后。到目前为止，火球被证明不可能在实验室中产生(除了一些存在时间极短的小火球外)。自然界出现的火球极难于用仪器设备进行监测，因此，人类关于火球的信息主要来源于目击报道。火球形状多为球形，直径一般为几厘米到几十厘米，通常伴随强烈的力、声、热、电磁和光学现象，火球还具有穿透金属和非金属的能力。火球的运动主要有飘动和旋转运动两种。火球的寿命一般为几秒，个别的可长达几分钟(普通枝状闪电的存在时间不到 1s)。弄清楚火球的产生、约束、发展、运动和消失等物理机制对减少因雷电和地震等自然灾害导致的损失、开发受控核聚变能源和发展新概念武器装备以及揭开 UFO 谜团具有重要意义。

最难以让人理解的是火球的巨大能量是怎样被约束在形状简单的球形内并且能稳定这么长时间？国际上对火球的研究已有 200 余年的历史。但是直到 20 世纪 80 年代后期，成立了国际球状发光协会(international committee on ball lightning, ICBL)，并于 1988 年 7 月在日本东京召开的首届球状闪电国际学术会议，以此为标志，火球的研究才取得迅速进展。科学家很自然地试图用受合适电磁场位形约束的能量增长的等离子体物理理论来解释火球现象。认为火球是等离子体团的主要根据来源于 3 个方面：火球的运动明显地受电磁场的影响并表现出强烈的电磁效应；火球具有很好的时间和空间稳定性；火球是一种非线性现象。

目前已提出的关于火球的理论模型有几十种，根据能量来源可分为 2 类：一类是火球由自身物理和化学过程产生的(内部)能量驱动，另一类是火球由来自外部的能量驱动。其中比较有影响的是基于等离子体物理原理的电磁驻波理论、超导-核聚变理论、微波放大-孤子理论和中国邹所有研究员提出的涡旋-孤立子谐振腔模型。然而这些理论和模型仅仅能解释某些火球的部分性质。根据目击到的火球具有多种不同类型，火球的产生可能存在多种机制，也可能由内部能量和外部能量共同驱动。因此，解释火球机制的等离子体物理模型任重而道远。

参 考 文 献

[1] Stenhoff M. Ball lightning: An Unsolved Problem in Atmospheric Physics. New York: Kluwer Acamemic/ Plenum Publishers, 1999.

[2] Tsui K H. Ball lightning as a magnetostatic spherical force-free field plasmoid. Physics of Plasmas, 2003, 10(10): 4112-4117.

[3] Agopa M, Murgulet C. Ball lightning as a self-organizing process of a plasma–plasma interface and El Naschie's ee1T space–time. Chaos, Solitons and Fractals, 2007, 33: 754-769.

[4] Tsuia K H. A self-similar magnetohydrodynamic model for ball lightnings. Physics of Plasmas, 2006, 13: 072102.

[5] Berg T W. A proposed theory of the phenomenon of ball lightning. Physica D, 2003, 182: 223-253.

[6] Oreshko A G. Generation of laboratory ball lightning. Journal of Physics: Conference Series, 2006, 44: 127-132.

撰稿人：曾　立
中国科学院空间科学与应用中心空间天气学国家重点实验室

惯性约束聚变点火和超新星爆炸

Ignition of the Inertial Confinement Fusion and Supernova Explosion

自 1972 年 Nuckools 提出 1kJ 驱动激光能量实现惯性约束聚变(ICF)中心点火以来，激光器越造越大，但始终没有实现 ICF 点火。正在建造的美国国家点火装置 NIF，激光器能量 1.8MJ，耗资近 40 亿美元。究其原因，只有对聚变氘氚燃料实行高压缩，才能降低点火驱动能量要求。NIF 装置上实现点火，需要压缩固体氘氚密度(0.2g/cm^3)5000 倍以上。压缩通过火箭烧蚀加速和聚心内爆增压实现。然而内爆过程中存在多种流体不稳定性，破坏燃料高压缩和中心点火热斑的形成。为了减少流体不稳定性破坏点火，一方面对球内爆驱动对称性和球靶丸制作表面光洁度提出十分苛刻的要求，但受到驱动器和靶丸制造技术的限制；另一方面，需要研究内爆中流体不稳定性发展规律，减少和控制流体不稳定性的增长。内爆中流体不稳定性的非线性演化及可压缩湍流混合，涉及复杂的等离子体物理过程，是多尺度强非线性复杂体系，至今人们对其非线性发展规律仍相当缺乏了解，使实验室实现 ICF 点火面临很大的风险。

ICF 聚心压缩和冲击波反弹，与超新星在流体动力学上十分相似，存在流体不稳定性及湍流混合。核燃烧过程也很相似。经过长期研究，尽管已发展了很多超新星爆炸物理模型，但都存在缺陷，至今 I 类和 II 类超新星爆炸机制仍不清楚。流体不稳定性及可压缩湍流混合的非线性问题困难，是其主要原因。超新星爆炸的 X 光观测数据支持块团结构混合的假设，而解释宇宙中重元素丰度又需要假设小尺度均匀混合的存在以提高聚变能量产生。ICF 内爆中流体不稳定性及可压缩湍流混合的研究，对于理解天体物理中的其他问题，如活动星系核喷流、致密天体质量吸积、γ射线暴、原始恒星的形成和演化、高马赫数强冲击波与稠密非均匀分子云作用、辐射驱动分子星云(如 Eagle、Horsehead、Rosette 等)的象鼻结构，都有重要的促进作用。

与此相关的科学问题有：实验室能否实现 ICF 热核点火？ICF 高增益燃烧是否有助于理解超新星爆炸机制，以及重元素的核合成？高能量密度等离子体中是否存在湍流转捩？

参 考 文 献

[1] Nuckolls J H, Wood L, Thiessen A, et al. Laser compression of matter to super-high densities:

thermonuclear (CTR) application. Nature, 1972, 239: 139.
[2] Lindl J. Inertial confinement fusion: the quest for ignition and energy gain using indirect drive. AIP Press, Springer-Verlag New York, Inc., 1998.
[3] Zinnecker H, McCaughrean M, Rayner J. Nature, 1998, 394: 862.

撰稿人：叶文华
北京应用物理与计算数学研究所

光学超晶格中冷原子的量子态

Quantum States of Cold Atoms in Optical Superlattices

冷原子系统，特别是受限冷原子体系的研究已成为当前原子分子物理、量子光学、量子信息、量子控制、凝聚态物理的一个前沿课题。这不仅体现在短短的几年间就有三次诺贝尔奖(1997 年、2001 年、2005 年)授予了与冷原子和精密测量领域相关的科学家，而且冷原子的研究正与光晶格、强关联、低维气体和固体物理的现象紧密结合起来，与量子涨落、空间、时间的无序影响和控制的非平衡统计联系起来，与费米子的关联特性、腔电动力学、精密测量等结合起来,使得这个领域的发展充满了勃勃生机。

光晶格中的冷原子系统研究开启了探索新物质态的大门,这种受限冷原子系统由于其相互作用、维度、晶格常数、组分等的可控制性被认为是一种理想的可调控凝聚态系统。首先，利用 Feshbach 共振可以改变原子间的散射长度从而调节原子间的耦合强度，从吸引到排斥，从弱相互作用到强相互作用；其次，利用激光束把原子束缚在光格子周期势阱的谷底从而加强原子间的局域相互作用,也可以把冷原子系统限制在一维、二维或三维空间中，并可调节其等效模型的晶格常数；此外，还可以精确地操控光格子势阱中冷原子系统的不同内部态，系统的组分也是可调的。所有这些调控手段给人们提供了一个研究新的人造凝聚态系统特别是强关联系统的平台。

利用复杂的激光系统，人们可以在实验上实现光学超晶格，其中最简单的光学超晶格就是两个嵌套的光晶格。采用不同频率的激光系统，可以使两种不同深度和宽度的光势阱呈周期排布，系统是双周期的。由于光学超晶格结构本身会影响系统的物理性质，从而产生有别于传统单周期光晶格系统的新奇量子现象，例如，在新的几何结构中的超流态和 Mott 绝缘态转变、量子态的拓扑性质、共振隧穿、量子态的局域化、阻挫、受激辐射、耗散等。此外，和单周期的光晶格不同，许多新的物理，例如，负微分效应等非线性量子现象会在光学超晶格系统中产生。同时，光学超晶格本身还可以有其他更复杂的结构，从而诱导出更丰富的物理现象。另一方面，由于系统的内禀参数可以通过激光系统调节，在实验上可以进行微观调控，模拟量子计算中的逻辑门电路等。

研究对象可分为四个方面，它们之间并密切联系。第一，将研究光学超晶格中具有内部态结构的玻色子的新奇量子态。在稀薄冷原子气体中，原子间的点接触相互作用势是主要的，同时考虑到内禀自由度，譬如自旋间的交换相互作用，系统的

哈密顿量会具有全新的形式，它和一般的磁性系统的哈密顿量不同。我们在理论上分析这类系统中会出现的玻色子配对态，对凝聚态和传统玻色-爱因斯坦凝聚的转化与共存态。同时，在实验上把自旋为2的铷原子装载到光学超晶格中，实现铷原子的凝聚，测量其中的凝聚机制和量子态的转变，并和理论结果比较。第二，利用量子动力学的理论研究具有不同外部态的光学超晶格玻色型冷原子凝聚体间的相干性质和量子关联特性，即外部态与外加光阱的相互作用。在实验上，首先实验多组分的冷原子系统，利用原子和光的相互作用、超辐射等实验技术，探测不同的原子系综间的相干性，并和我们的理论结果比较，相互补充，相互验证。第三，研究光学超晶格中高自旋费米子系统中的新奇量子态。包括费米子的配对机制与凝聚，以及由于内部自由度间交换作用而产生的有别于传统磁性材料的光学超晶格中的新奇量子磁性，这是一个全新的领域。第四，研究光学超晶格中玻色-费米混合系统中的新奇物理性质。在玻色费米混合系统中，会有很多新奇的现象发生。例如，系统的波函数满足特殊的对称性，对玻色子部分，波函数应该是对称的；而对费米子部分，波函数则是反对称的，从而系统具有某种超对称性。波函数的奇异性导致很多新奇的量子现象在这类混合系统中产生。拟研究态密度的分布、相分离、激发谱特性、量子关联、体系的动力学性质等。

研究具有内部自由度冷原子系统中的新量子态是很新颖和迫切的。一方面，许多具有能级超精细结构的高内禀自由度(如自旋)的粒子被制备出来，这为探索新物质态提供了必要的实验基础和物质准备。另一方面，由于原子自旋自由度所呈现出迷人的能级超精细结构会对原子的低能物理性质产生很大影响，很多在传统凝聚体中所没有的新物质态在高自旋冷原子系统中产生，例如，在自旋为1的冷原子系统中的玻色子配对态、对凝聚及其和原子凝聚的共存态。总之，希望通过光学超晶格冷原子系统的新概念和新方法，探索内态和外态如何相互作用，相互影响，从而可以对其控制。通过进一步研究，我们希望揭示一些新奇量子现象，确定某些重要的物理机制和物理图像，以期能对该客体中的奇妙量子态有一个全面的认识。

参 考 文 献

[1] Grynberga G, Robilliard C. Physics Reports, 2001, 355: 335.
[2] Jaksch D, Zoller P. Annals of Physics, 2005, 315: 52.
[3] Morsch O, Oberthaler M. Rev Mod Phys, 2006, 78: 179.
[4] Lewenstein M, Sanpera A, Ahufinger V, Damski B, Sen A, Sen U. Advances in Physics, 2007, 56: 243.

撰稿人：刘伍明
中国科学院物理研究所

编　后　记

《10000个科学难题》系列丛书是教育部、科学技术部、中国科学院和国家自然科学基金委员会四部门联合发起的“10000个科学难题”征集活动的重要成果，是我国相关学科领域知名科学家集体智慧的结晶。征集的难题包括各学科尚未解决的基础理论问题，特别是学科优先发展问题、前沿问题和国际研究热点问题，也包括在学术上未获得广泛共识、存在一定争议的问题。这次试点征集的数理化学科的难题，正如专家们所总结的“一些征集到的难题在相当程度上代表了我国相关学科的一些主要领域的前沿水平”。当然，由于种种原因很难做到在所有研究方向都是如此，这是需要今后改进和大家见谅的。

“10000个科学难题”征集活动是由四部门联合组织在国家层面开展的一个公益性项目，这是一项涉及我国教育界、科技界众多专家学者，为我国教育和科学技术发展、创新型国家建设，特别是科技文化建设添砖加瓦，功在当代、利在千秋、规模宏大、意义深远的工作。从这个意义上说，此次征集活动也是新中国教育与科技发展史上一项具有开创性的工作，没有任何现成的经验、模式和操作方法可供参考和借鉴，所有的工作都是在不断探索中推进的，期间我们克服了诸多困难，也积累了许多宝贵的经验，因此，征集活动本身作为一个新生事物，我们也希望能得到全社会的广泛认同。

征集活动开展以来，我们得到了教育部、科学技术部、中国科学院和国家自然科学基金委员会有关领导的大力支持，教育部赵沁平副部长亲自倡导了这一活动，教育部科学技术司、科学技术部条件财务司、中国科学院院士工作局、国家自然科学基金委员会计划局和教育部科学技术委员会秘书处为本次征集活动的顺利开展提供了有力的组织和条件保障。由于此活动工程浩大，线长面广，人员众多，篇幅所限，书中只列出了部分领导、专家和同志的名单，还有许多提出了难题但这次未被收录的专家没有提及，还有很多同志默默无闻地做了大量艰苦细致的工作，如教育部科学技术委员会秘书处厉伟、陈丁华、牛一丁和科学出版社胡凯、黄海、范庆奎、喻红艳、王飞龙、刘凤娟、袁琦、周强以及北京邮电大学任晓敏、杨放春、刘元安、李冬梅同志等。总之，系列丛书的顺利出版是参加这项工作的所有同志共同努力的成果。在此，我们一并深表感谢！

“10000个科学难题”丛书数、理、化编委会

2008年12月